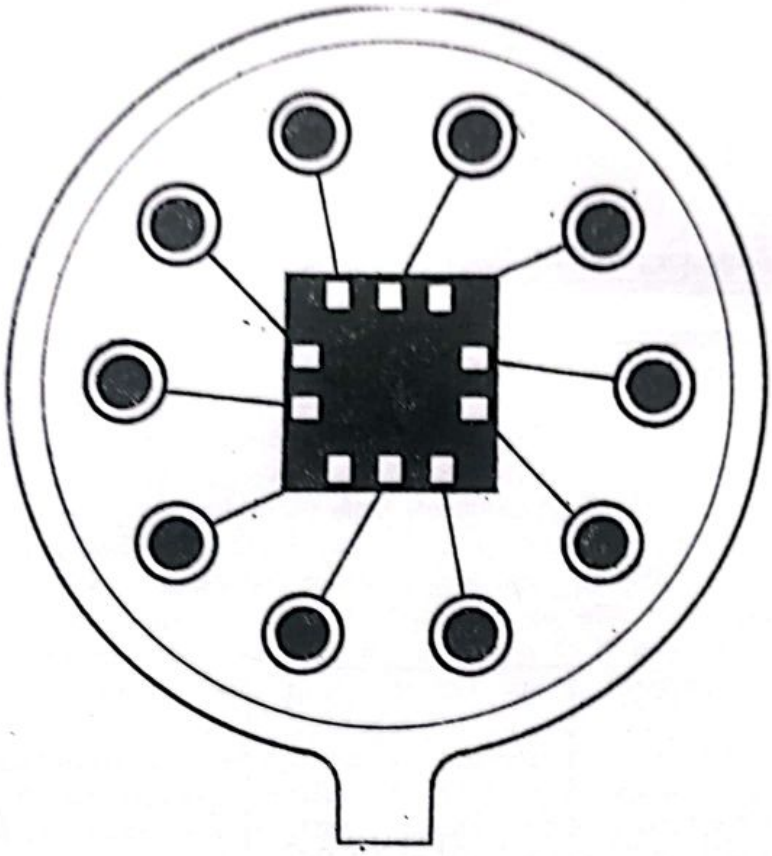
I. SPÎNULESCU

Fizica tranzistorilor și principiile microminiaturizării



Conf. Dr. ION SPINULESCU

Fizica tranzistorilor și principiile microminiaturizării

41.300

B.C.U.- IASI 528393

Scanned with CamScanner

P r e f a ţ ă

În ultimii 15 ani fizica şi aplicaţiile tehnice ale semiconductorilor au cunoscut o dezvoltare deosebită. Actualmente automatizarea, acest atribut al tehnicii moderne, calculatoarele electronice, electronica spaţială şi alte domenii specifice electronicii moderne sînt de neconceput fără folosirea dispozitivelor semiconductoare. După anul 1965 o mare extindere au cunoscut direcţiile noi din electronică şi în special electronica microsistemelor sau microelectronica, dispozitivele funcţionale şi optoelectronice etc. Calculatoarele electronice de generaţia a III-a, cu circuite integrate, se află în producţia de serie, se pun premizele realizării calculatoarelor de generaţia a IV-a, dezvoltării sistemelor microelectronice de ultraînaltă frecvenţă (generatori Gunn), electronicii moleculare şi biomicroelectronicii etc.

Elaborarea dispozitivelor semiconductoare şi circuitelor microelectronice, folosirea şi exploatarea lor în diferite sisteme şi instalaţii electronice este imposibilă fără înţelegerea temeinică a proceselor fizice care au loc în aceste elemente semiconductoare şi circuite microelectronice. Experienţa a arătat că pentru utilizarea în condiţiile cele mai optime a acestor sisteme se cere să fie bine cunoscute principiile lor constructive şi de funcţionare, a proceselor electronice care au loc în aceste dispozitive.

În ţara noastră se pune mare accent pe dezvoltarea microelectronicii, sarcină trasată în Directivele Congresului al X-lea al P.C.R. Această cerinţă este determinată de dezvoltarea impetuoasă a tuturor ramurilor industriale ale economiei şi a cercetării ştiinţifice româneşti, de la an la an în interconexiune tot mai directă, cu tendinţa fermă de a ne situa pe ambele tărîmuri la nivele de la care generarea progresului industrial prin forţe proprii devine şi posibilă şi rentabilă. În acest context abordarea tehnicilor noi, în scopul sprijinirii şi perfecţionării tehnologiilor existente, se impune cu stringenţă. În efortul comun de ridicare la un înalt nivel a ştiinţei şi tehnicii româneşti, datoria specialistului de orice vîrstă de a-şi însuşi permanent elementele ştiinţifice necesare înţelegerii depline a fundamentelor tehnicii noi şi prin aceasta, a capacităţii de valorificare în domenii variate a acesteia, trece pe primul plan al preocupărilor sale.

Lucrarea de faţă îşi propune să răspundă tocmai acestor cerinţe, prin tratarea largă a proceselor fizice din dispozitivele semiconductoare, a principiilor lor constructive şi funcţionale. S-a căutat ca problemele tratate să aibă o înlănţuire logică şi echilibrată, neinsistîndu-se asupra amănuntelor, urmărindu-se în acelaşi timp ca expunerea chestiunilor abordate să fie cît mai completă şi la zi.

După cum se ştie, sarcina de bază a specialistului este aceea de a urmări consecvent dezvoltarea problemelor domeniului său şi eventual a domeniilor conexe. Pentru fizicianul

Scanned with CamScanner

și electronistul de azi, abordarea circuitelor integrate apare ca o necesitate stringentă. Iată de ce o bună parte a cărții (partea a III-a) este dedicată expunerii principiilor fizice și tehnologice ale microelectronicii.

Elaborarea lucrării, care are un profund caracter de sinteză, s-a făcut pe baza unei bibliografii bogate și actualizate (inclusiv anii 1971/1972) din care, la sfîrșitul cărții, se dau un număr de peste 300 de titluri. Modul de prelucrare și organizare a acestui vast material aparține autorului, care a introdus în lucrare, în mod organic, propriile sale considerații și concepții științifice concretizate printr-un număr de peste 25 de lucrări și comunicări de specialitate.

Ca mod de organizare lucrarea cuprinde 11 capitole mari, repartizate pe trei părți. Prima parte are un caracter introductiv. Pe o întindere de trei capitole sînt expuse într-un mod echilibrat principalele probleme ale fizicii semiconductorilor, noțiuni absolut necesare înțelegerii și tratării proceselor fizice care au loc în diferite dispozitive semiconductoare.

În partea a II-a sînt tratate fenomenele fizice din joncțiunile **p-n,** insistîndu-se asupra teoriilor de redresare, teoriei joncțiunilor **p-n-p,** regimului tranzitoriu și schemelor echivalente ale tranzistorilor etc. ; capitolele acestei părți se ocupă pe larg în special de teoria tranzistorului în regim staționar și în curent alternativ la semnale mici.

În partea a III-a, de-a lungul a patru mari capitole, sînt expuse principiile fizice și tehnologice ale microelectronicii, etapă principial nouă în dezvoltarea electronicii moderne. Sînt abordate probleme deosebit de importante pentru electronica integrată, cum ar fi tehnica micromodulelor, circuite integrate bidimensionale (cu straturi subțiri). circuite integrate monolitice, precum și anumite probleme speciale ale microelectronicii (dispozitive funcționale, optoelectronică, implantare ionică etc.). S-a insistat mai ales asupra tehnologiilor noi cum ar fi circuitele hibride și reciproc integrate, metodelor de elaborare a circuitelor integrate monolitice (în special a circuitelor micrologice) etc.

Prin tematica deosebit de actuală, mai ales cea referitoare la ultima parte a cărții, considerăm că această lucrare va interesa un mare număr de cititori din multe domenii cum ar fi fizica și tehnica semiconductorilor, fizica corpului solid, microelectronica, fizica și tehnica nucleară, optica și electronica cuantică, metalurgie, automatică, informatică, telecomunicații etc.

Cartea se adresează în primul rînd fizicienilor (studenți în anii superiori, doctoranzi, specialiști), dar poate fi utilă și inginerilor din domeniile amintite mai sus, profesorilor de fizică, specialiștilor din industria electronică, semiconductorilor și microelectronică de la noi din țară, cum și tuturor celor interesați în probleme de electronică aplicată a corpului solid.

Țin să aduc calde mulțumiri Profesorului F. Ciorăscu, membru corespondent al Academiei Republicii Socialiste România, și Conf. Dr. Ing. M. Petrescu, pentru sprijinul acordat în elaborarea și tipărirea acestei lucrări.

AUTORUL

Scanned with CamScanner

Cuprins

Pag.

Prefața 5

I. PROCESE FIZICE ÎN SEMICONDUCTORI

Capitolul 1. ELECTRONI ȘI GOLURI ÎN CRISTALE SEMICONDUCTOARE

1.1. Considerații generale . . . . . 1[illegible]
1.2. Electronii în cîmpul periodic al cristalului. Masă efectivă 22

Capitolul 2. STATISTICA PURTĂTORILOR DE SARCINI ÎN SEMICONDUCTORI

2.1. Semiconductori intrinseci 45
2.2. Statistica purtătorilor în semiconductorii cu impurități . 66
2.3. Dependența poziției nivelului Fermi în funcție de compoziția semiconductorului și de temperatură 68

Capitolul 3. DIFUZIA PURTĂTORILOR DE SARCINI ÎN SEMICONDUCTORI

3.1. Distribuția neuniformă a purtătorilor în semiconductori . 83
3.2. Relația lui Einstein 85
3.3. Curbarea zonelor energetice sub acțiunea cîmpului electric 89

II. FENOMENE FIZICE ÎN JONCȚIUNILE SEMICONDUCTOARE. TEORIA TRANZISTORILOR

Capitolul 4. FENOMENE DE CONTACT

4.1. Lucrul de ieșire. Diferența de potențial de contact . . 96
4.2. Redresarea la contactul metal-semiconductor . . 107

Scanned with CamScanner

Capitolul 5. TEORIA JONCȚIUNILOR **P-N**

5.1. Joncțiunea *p-n* 121
5.2. Caracteristicile joncțiunii *p-n* 127
5.3. Fenomene de recombinare în semiconductori . . . 131
5.4. Redresarea cu ajutorul joncțiunii *p-n*. Teoria diodei și teoria difuziei 161
5.5. Realizarea joncțiunilor *p-n*. Caracteristica curent-tensiune a diodelor reale 185

Capitolul 6. TEORIA JONCȚIUNILOR **P-N-P.** TRANZISTORUL ÎN REGIM STAȚIONAR ȘI ÎN CURENT ALTERNATIV *(semnale mici)*

6.1. Considerații generale 191
6.2. Teoria tranzistorului în regim staționar. Distribuția curenților în emitor, bază și colector 206
6.3. Tranzistorul în curent alternativ. Semnale mici . . . 210
6.4. Schema echivalentă simplificată a tranzistorului la frecvențe joase și semnale mici 223
6.5. Efectul de lărgire a regiunii sarcinii spațiale a colectorului Completarea schemei echivalente a tranzistorului la frecvențe joase și semnale mici 228

Capitolul 7. TEORIA GENERALĂ A TRANZISTORULUI. REGIMUL TRANZITORIU. CARACTERISTICI GENERALE ȘI SCHEME ECHIVALENTE

7.1. Teoria generală a tranzistorului *p-n-p (n-p-n).* Schema echivalentă a tranzistorului intern 237
7.2. Dependența factorului de amplificare α în funcție de frecvență. Regimul tranzitoriu al tranzistorului 250
7.3. Caracteristicile statice și parametrii dinamici ai tranzistorilor 261
7.4. Schema echivalentă a tranzistorului la frecvențe înalte . 270
7.5. Metode de obținere a tranzistorilor. Diferite tipuri de tranzistori 274

III. ELEMENTE DE MICROELECTRONICĂ

Capitolul 8. PRINCIPIILE FIZICE ȘI METODELE MICROELECTRONICII

8.1. Considerații generale asupra metodelor microelectronicii . 281
8.2. Dispozitive electronice pasive și active folosite în microelectronică 292

Scanned with CamScanner

B.C.U. „M. EMINESCU" IAȘI

8.2.1. Diode tunel 292
8.2.2. Diode parametrice 300
8.2.3. Tranzistori unipolari 304
8.3. Tehnica micromodulelor și a circuitelor modulare . . 311

Capitolul 9. CIRCUITE INTEGRATE BIDIMENSIONALE

9.1. Metode de obținere a straturilor subțiri 317
9.2. Obținerea straturilor subțiri prin pulverizarea catodică și pulverizare în plasmă 332
9.3. Straturi subțiri epitaxiale 337
9.4. Elemente pasive peliculare. Circuite *RC* cu straturi subțiri 344
9.5. Diode peliculare 352
9.6. Tranzistori peliculari cu efect de cîmp 359

Capitolul 10. CIRCUITE INTEGRATE MONOLITICE

10.1. Tranzistori cu cîmp intern. Diferite tipuri constructive . 370
10.2. Structuri *p-n-p-n* 377
10.3. Tranzistori metal-oxid-semiconductor *(MOS)* . . . 384
10.4. Circuite integrate monolitice 394
10.5. Metode de obținere a circuitelor integrate monolitice 401

Capitolul 11. PROBLEME SPECIALE ALE MICROELECTRONICII. PERSPECTIVE DE DEZVOLTARE

11.1. Dispozitive funcționale 410
11.2. Principiile fizice și perspectivele optoelectronicii . . 417
11.3. Circuite hibride. Scheme reciproc integrate . . . 424
11.4. Tehnologii speciale. Implantare ionică 426
11.5. Probleme de siguranță și montaj a circuitelor integrate . 431
11.6. Dezvoltarea microelectronicii 436

Bibliografie 441

Scanned with CamScanner

Contents

Preface 5

I. PHYSICAL PROCESSES IN SEMICONDUCTORS

Chapter 1. ELECTRONS AND HOLES IN SEMICONDUCTOR CRYSTALS

1.1. General considerations 18
1.2. Electrons in periodic field of crystals. Effective mass . 22

Chapter 2. CARRIERS STATISTICS IN SEMICONDUCTORS

2.1. Intrinsic semiconductors 45
2.2. Carriers statistics in impurified semiconductors . . . 66
2.3. The dependence of Fermi level position upon the composition and temperature of the semiconductor . . . 68

Chapter 3. THE DIFFUSION OF CHARGE CARRIERS IN SEMICONDUCTORS

3.1. The nonuniform distribution of carriers in semiconductors 83
3.2. The Einstein's relation 85
3.3. The bending of energetic zones in electric field . . . 89

II. PHYSICAL PHENOMENA IN SEMICONDUCTOR JUNCTIONS. THEORY OF TRANSISTORS

Chapter 4. THE CONTACT PHENOMENA

4.1. Work function. The metall-semiconductor contact . . 96
4.2 The rectification at metall-semiconductor contact . . . 107

Scanned with CamScanner

Chapter 5. THEORY OF **P-N** JUNCTIONS

5.1. The *p-n* junction 121
5.2. The characteristics of *p-n* junction 127
5.3. The recombination of carriers in semiconductors . . . 136
5.4. The rectification at *p-n* junction. Diode and diffusion theories 161
5.5. Methods for obtaining of *p-n* junctions. The *I—V* characteristic of real diodes 185

Chapter 6. THE **P-N-P** JUNCTIONS THEORY. THE TRANSISTORS IN STATIONARY REGIME AND IN ALTERNATIVE CURRENT

6.1. General considerations 191
6.2. The transistor theory for stationary regime 206
6.3. The transistor in alternative current. Small signals . . 215
6.4. The equivalent scheme of the transistor at low frequencies 223
6.5. Early's effect 228

Chapter 7. THE GENERAL THEORY OF TRANSISTOR. THE TRANSIENT REGIME. THE GENERAL CHARACTERISTICS AND EQUIVALENT SCHEMES

7.1. The general theory of the transistor *p-n-p* (*n-p-n*) . . . 237
7.2. Frequency variation of current amplification factor, α, for junction transistors. The transient regime of the transistor . 250
7.3. Static characteristics and dynamic parameters of the transistors 261
7.4. The high frequencies equivalent scheme of the transistor . 270
7.5. Methods for obtaining of the transistors. Different constructive types of the transistors 274

III. ELEMENTS OF MICROELECTRONICS

Chapter 8. PHYSICAL PRINCIPLES AND METHODS OF MICROELECTRONICS

8.1. The general considerations an the methods of microelectronics 286
8.2. Active and passive electronic devices for microelectronics . . 292
8.2.1. The tunnel diodes 292
8.2.2. The parametric diodes 300
8.2.3. The unipolar transistors 304
8.3. The micromodule tehnique and micromodular circuits . . 311

Scanned with CamScanner

Chapter 9. TWO-DIMENSIONAL INTEGRATED CIRCUITS

9.1. Methods for obtaining thin films 317
9.2. Thin films preparation by cathodic sputtering and sputtering in plasma 332
9.3. The epitaxial films 337
9.4. The passive pelicular devices. Pelicular *RC* circuits . . 344
9.5. The pelicular diodes 352
9.6. The thin field pelicular transistors 359

Chapter 10. MONOLITHIC INTEGRATED CIRCUITS

10.1. The drift transistors. Different constructive types . . . 370
10.2. *p-n-p-n* structures 377
10.3. The *MOS* field effect transistors 384
10.4. The monolithic integrated circuits 394
10.5. The methods for obtaining of a monolithic integrated circuits 401

Chapter 11. THE SPECIAL PROBLEMS OF MICROELECTRONICS. PERSPECTIVE OF MICROELECTRONICS DEVELOPMENT

11.1. The functional devices (physical effects in solids) . . . 410
11.2. The physical principles and perspective of optoelectronics . 417
11.3. The hibrid circuits. The reciprocical integrated schemes . . 424
11.4. The special technologies. Ionic inplantation 426
11.5. The reliability and compactness problems of integrated circuits 431
11.6. Perspective of microelectronics development . . . 436
References 441

Scanned with CamScanner

Содержание

Предисловие 5

I. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Глава 1

ЭЛЕКТРОНЫ И ДЫРКИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛАХ

1.1 Общие представления 18
1.2 Электроны в периодическом поле кристалла. Эффективная масса 22

Глава 2

СТАТИСТИКА НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

2.1 Собственные полупроводники 45
2.2 Статистика носителей тока в примесных полупроводниках 66
2.3 Зависимость положения уровня Ферми от температуры и от примесного состава полупроводника 68

Глава 3

ДИФФУЗИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

3.1 Неравновесное распределение носителей в полупроводниках 83
3.2 Соотношение Эйнштейна 85
3.3 Искривление энергетических зон под влиянием электрического поля . . . 89

II. ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЕРЕХОДАХ. ТЕОРИЯ ТРАНЗИСТОРОВ

Глава 4

КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

4.1 Работа выхода. Контакт металл-полупроводник 96
4.2 Выпрямление тока при помощи контакта металл-полупроводник 107

Scanned with CamScanner

Глава 5

ТЕОРИЯ p-n ПЕРЕХОДОВ

5.1 *p-n* переход 121
5.2 Характеристики *p-n* переходов 127
5.3 Рекомбинация носителей в полупроводниках 136
5.4 Выпрямление тока с помощью *p - n* перехода. Теория диоды и теория диффузии 161
5.5 Изготовление *p-n* переходов. Волт-амперная характеристика реальных диодов 185

Глава 6

ТЕОРИЯ p-n-p ПЕРЕХОДОВ. ТРАНЗИСТОР В СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ И В ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ (МАЛЫЕ СИГНАЛЫ)

6.1 Общие представления 191
6.2 Теория транзистора в стационарном режиме 206
6.3 Транзистор в переменном токе. Малые сигналы 215
6.4 Эквивалентная схема транзистора при низких частотах и малые сигналы 223
6.5 Эффект Эирла (Расширение области объемного заряда в область коллектора) 228

Глава 7

ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ТРАНЗИСТОРА. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ. ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ

7.1 Общая теория транзистора *p-n-p* (*n-p-n*) 237
7.2 Зависимость фактора усиления α от частоты. Переходные процессы 250
7.3 Статистические характеристики и динамические параметры транзистора 261
7.4 Эквивалентная схема транзистора при высоких частотах 270
7.5 Методы получения транзисторов. Разновидности транзисторов 274

III. ЭЛЕМЕНТЫ МИКРОЭЛЭКТРОНИКИ

Глава 8

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ И МЕТОДЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

8.1 Общие представления над методов микроэлектроники 286
8.2 Электронные пассивные и активные приборы использованные в микроэлектронике 292
8.2.1 Тунельные диоды 292
8.2.2 Параметрические диоды 300
8.2.3 Униполярные транзисторы 304
8.3 Техника микромодулов 311

Глава 9

ПЛЕНОЧНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СХЕМЫ

9.1 Методы получения тонких пленок 317
9.2 Получение тонких пленок методом катодного распыления и плазменного распыления 332

Scanned with CamScanner

9.3 Эпитаксиальные тонкие пленки 337
9.4 Пассивные пленочные элементы *R-C* пленочные цепи 344
9.5 Пленочные диоды 352
9.6 Тонкопленочные транзисторы с эффектом поля 359

Глава 10

МАССИВНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СХЕМЫ

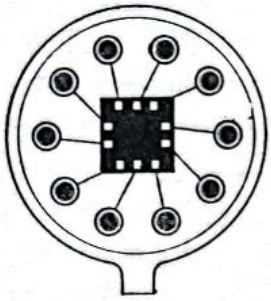
10.1 Дрейфовые транзисторы. Разные конструктивные типы 370
10.2 *p-n-p-n* структуры 377
10.3 Транзисторы металл-окисель-полупроводник (МОП) 384
10.4 Монолитные интегральные схемы 394
10.5 Методы получения интегральных монолитных схем 401

Глава 11

СПЕЦИАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ . . . . . .

11.1 Функциональные схемы 410
11.2 Физические принципы и перспективы оптоэлектроники 417
11.3 Гибридные схемы. Совмещенные схемы 424
11.4 Специальные технологии. Ионное легирование (внедрение ионов в кристалле) 426
11.5 Проблемы надежности и монтажа интегральных схем 431
11.6 Развитие микроэлектроники 436
Литература 441

Scanned with CamScanner



I. Procese fizice în semiconductori

Scanned with CamScanner

CAPITOLUL 1

Electroni şi goluri în cristale semiconductoare

1.1. Consideraţii generale

Pentru a înţelege fenomenele fizice care au loc în dispozitivele semiconductoare şi circuitele microelectronice, pentru a putea explica principiile constructive şi de funcţionare a acestor dispozitive şi circuite sînt necesare unele noţiuni şi reprezentări din fizica semiconductorilor.

Materialele semiconductoare sînt reprezentate de acele substanţe a căror rezistivitate este cuprinsă între $10^{-4} \div 10^{10}$ $\Omega \cdot cm$, adică sînt situate între conductori (în general — metale) şi izolatori. Spre deosebire de metale, la care rezistenţa specifică creşte odată cu ridicarea temperaturii (fig. 1, curba 2), la semiconductori rezistivitatea scade odată cu mărirea temperaturii după o lege, care, după cum se va arăta, este exponenţială (fig. 1, curba 1).

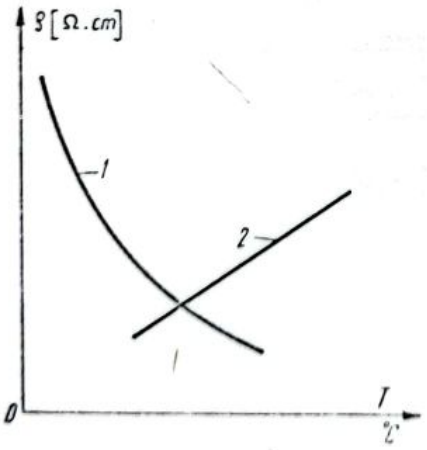


Fig. 1. — Dependenţa cu temperatura a rezistivităţii electrice.
1 — semiconductor; 2 — metal.

Rezistivitatea semiconductorilor depinde în mare măsură de compoziţia substanţei, structura ei cristalină, cum şi de condiţiile externe. Proprietăţile electrofizice ale semiconductorilor pot fi modificate nu numai sub acţiunea căldurii, ci şi sub acţiunea altor factori cum ar fi lumina, radiaţiile nucleare, presiunea, cîmpurile electrice sau magnetice externe.

Pentru recunoaşterea unui semiconductor se cercetează mai întîi caracterul conductibilităţii sale, cum şi modul în care această caracteristică este influenţată de condiţiile externe sau de modificarea compoziţiei ori a

structurii materialului considerat. Studiul rezistivităţii cum şi al altor caracteristici ale materialelor semiconductoare este deosebit de important în vederea înţelegerii fenomenelor fizice care au loc în aceste materiale, ca şi pentru aplicaţiile practice ale acestora.

După teoria lui Bloch [1], conductibilitatea unui cristal ideal este infinită, purtătorii de curent (electronii) mişcîndu-se absolut liber prin reţeaua cristalină. În acest caz nu există o împrăştiere a purtătorilor, deci cristalul ideal considerat nu va avea rezistenţă electrică.

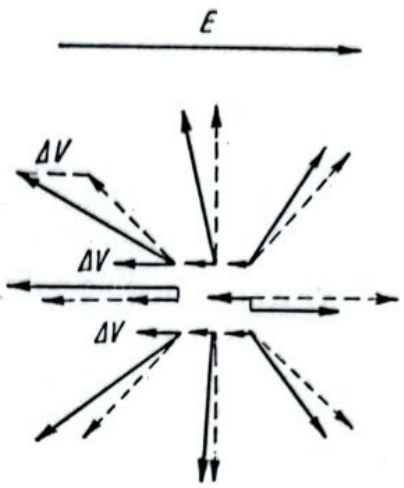


Fig. 2. — Mişcarea electronilor în corpul solid. Săgeţile punctate reprezintă vitezele electronilor care se mişcă haotic ($E=0$); săgeţile pline orizontale reprezintă valorile medii ale vitezelor suplimentare pe care le capătă electronii sub acţiunea cîmpului electric **E**; săgeţile pline reprezintă vitezele rezultante.

În cristalele reale există însă o serie de neregularităţi ale periodicităţii reţelei, defecte, impurităţi etc., care vor provoca împrăştierea purtătorilor, deci aceştia vor întîlni o rezistenţă finită în propagarea lor prin cristal. Trebuie precizat că toate consideraţiile se fac numai pentru substanţele cristaline.

În metale electronii se află în stare liberă şi totalitatea lor poate fi asimilată cu un gaz electronic, în care electronii se mişcă haotic în toate direcţiile (fig. 2).

În mişcarea lor prin cristalul real, electronii se vor ciocni cu neregularităţile reţelei, după legi aproximativ aceleaşi cu ale ciocnirilor elastice. În acest sens se introduce o lungime medie a liberului parcurs, care este determinată de timpul τ între două ciocniri succesive :

$$l = v\tau \qquad 1.1.1$$

Mişcarea haotică a electronilor, în absenţa acţiunii unui factor exterior, nu duce la apariţia vreunui curent electric. Prin aplicarea unui cîmp electric exterior, sub acţiunea forţelor electrice electronii primesc o acceleraţie în sensul invers cîmpului electric. Astfel ei cîştigă o viteză suplimentară medie Δv a cărei mărime depinde de intensitatea E a cîmpului electric (în primul rînd) şi va fi acea viteză care determină mărimea curentului electric.

Acesta este tabloul simplificat al fenomenului de mişcare a electronilor în metale.

În semiconductori, fenomenul de conducţie are un tablou asemănător cu cel de la gaze şi anume vitezele electronilor, care participă la electroconductibilitate, au toate valorile posibile şi sînt distribuite după legea lui Maxwell. Cazul mişcării purtătorilor de sarcini (electroni) în metale, este caracterizat de o independenţă aproape totală a vitezei electronilor de temperatură, de aceea se mai numeşte şi caz degenerat. În semi-

Scanned with CamScanner

conductori vitezele electronilor, ca și în cazul vitezelor moleculelor unui gaz, cresc odată cu ridicarea temperaturii și numai în rare cazuri, care vor fi tratate ulterior, „gazul electronic" din semiconductori se apropie de cazul degenerat pentru care vitezele electronilor depind slab de temperatura corpului. Evident că în cele două cazuri (degenerat și nedegenerat), pentru analiza fenomenelor legate de mișcarea purtătorilor de sarcini, va fi nevoie de statistici deosebite și anume pentru semiconductori (caz nedegenerat) se va aplica o statistică clasică (așa-numita statistică Maxwell-Boltzman), iar pentru metale și semicoductorii puternic degenerați se va aplica o statistică mai generală și anume statistica cuantică Fermi-Dirac.

Se știe că accelerația electronului sub acțiunea unui cîmp electric este :

$$a = \frac{eE}{m_e} \qquad 1.1.2$$

unde m_e este masa electronului. În timpul t electronul va căpăta viteza :

$$v = at = \frac{e}{m} Et \qquad 1.1.3$$

și este îndreptată în sens invers cîmpului.

Dacă se consideră, conform teoriei clasice a conductibilității, că în corpul solid electronul suferă ciocăniri cu nodurile rețelei fără a fi influențat (între ciocniri) de cîmpul rețelei sau al altor electroni, se poate caracteriza mișcarea electronului printr-un drum liber mijlociu l. Dacă t reprezintă durata dintre două ciocniri succesive, variația de viteză obținută prin aplicarea cîmpului electric va fi deci (fig. 2) :

$$\Delta v = a\tau = \frac{eE}{m_e} \tau. \qquad 1.1.4$$

Întrucît se ia în considerare un drum liber mijlociu, este necesară și o mediere a lui τ, ceea ce conduce la o viteză suplimentară medie :

$$\overline{\Delta v} = \frac{eE}{m_e} \bar{\tau}. \qquad 1.1.4,a$$

Densitatea de curent j, determinată de numărul sarcinilor electrice care trec într-o secundă prin unitatea de secțiune a conductorului va fi :

$$j = en\overline{\Delta v} = en \frac{eE}{m_e} \bar{\tau} \qquad 1.1.5$$

n — reprezintă concentrația purtătorilor.

Cum conductivitatea σ este dată de $\sigma = \frac{j}{E}$, rezultă :

$$\sigma = en \frac{e}{m_e} \bar{\tau}. \qquad 1.1.6$$

Mărimea $\frac{e\bar{\tau}}{m_e}$ notată prin μ poartă denumirea de mobilitate a purtătorilor de sarcini. Ţinînd seama de expresia 1.1.4, a rezultă că $\mu = \frac{\overline{\Delta v}}{E}$. Se vede deci că mobilitatea purtătorilor reprezintă viteza medie suplimentară pe care o capătă purtătorii de curent într-un cîmp electric egal cu unitatea.

Dimensiunile mobilităţii sînt date de relaţia $[\mu] = \left[\frac{\overline{\Delta v}}{E}\right]$; $[\mu] = \frac{LT^{-1}}{VL^{-1}} = \frac{L^2}{VT}$. În unităţi C.G.S., mobilitatea se măsoară în $\frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$.

În majoritatea cazurilor viteza medie $\overline{\Delta v}$ căpătată de electron sub acţiunea cîmpului electric se numeşte viteză de drift şi se notează prin v_d. (Uneori această viteză este considerată ca o medie între viteza (nulă) pe care o are electronul la $t=0$ şi viteza $v = \frac{e}{m_e} Et$ pe care o are după timpul $t=\tau$; în acest caz rezultă $v_d = \frac{e\tau}{2m_e} E$.)

Experienţele au arătat, iar teoria a confirmat observaţiile experimentale, că în semiconductori trecerea curentului poate fi asigurată atît prin conducţie electronică (unde purtătorii de sarcini sînt electroni) cît şi prin aşa-numita conducţie prin goluri (unde purtătorii de sarcini sînt „golurile" caracterizate printr-o sarcină electrică pozitivă de aceeaşi valoare cu sarcina electronică).

În reprezentarea elementară, clasică, conducţia prin electroni şi goluri poate fi asimilată cu tabloul următor. Sub acţiunea unor factori exteriori, unii din electronii mai slab legaţi în reţeaua cristalină a semiconductorilor (de obicei aceştia sînt electronii de valenţă) pot să se rupă de atomul de care aparţin şi să se deplaseze haotic prin cristal. În locul electronului plecat rămîne un „gol" caracterizat prin o sarcină pozitivă egală în valoare absolută cu sarcina electronului. Electronul mişcîndu-se prin reţeaua cristalină poate întîlni un atom din care în prealabil de asemenea a plecat un electron (lăsînd un „gol") şi ocupînd golul lăsat se va ataşa de atom încetîndu-şi astfel mişcarea în cristal. În acelaşi timp, în altă parte a cristalului pot apare alte „goluri" prin plecarea altor electroni. Astfel, similar electronilor şi golurile se pot mişca haotic prin cristal.

Trebuie precizat că nu e vorba de deplasarea ionilor pozitivi rămaşi în urma plecării electronilor (în acest caz s-ar fi observat deplasarea de substanţă prin trecerea curentului electric) ci de deplasarea stării de absenţă a electronului, a „golului" rămas.

Dacă din exterior se aplică un cîmp electric, atît electronii cît şi golurile vor căpăta o viteză suplimentară (viteza de drift) şi prin semiconductor va trece un curent electric. Evident că prin formarea unui electron liber, în mod obligatoriu va apare şi un gol pozitiv. De aceea în-

Scanned with CamScanner

treaga conductibilitate electrică într-un semiconductor intrinsec (fără impurități) este dată de relația :

$$\sigma = e^{\circ} n\mu_n + e^{\circ} \mu_p p \qquad 1.1.5$$

unde e° reprezintă sarcina electrică a electronului, luată în valoare absolută, n — numărul de purtători negativi (electroni), p — numărul de purtători cu sarcină pozitivă (golurile) iar μ_n și μ_p reprezintă mobilitățile respective. Întrucît golurile nu sînt complet libere, un gol mișcîndu-se numai între legăturile atomice care se rup prin plecarea electronilor, va rezulta că $\mu_n > \mu_p$. Golurile formîndu-se prin plecarea electronilor din atom, se vor deplasa sub acțiunea cîmpului electric aplicat din exterior, în sens invers deplasării curentului de electroni, adică în sensul cîmpului electric aplicat. Riguros vorbind și în cazul curentului de goluri purtătorii de sarcini sînt tot electronii, dar reprezentarea fenomenului de conducție cu ajutorul conducției prin electroni și conducției prin goluri este foarte fructuoasă în analiza fenomenelor fizice din semiconductori și din dispozitivele semiconductoare.

1.2. Electronii în cîmpul periodic al cristalului

După cum se știe, în atomul izolat, electronul în mișcarea lui pe o orbită staționară, posedă o energie determinată de numărul cuantic n [2] :

$$E_n = -\frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} = -k \frac{1}{n^2} \qquad 1.2.1.$$

în care m — reprezintă masa electronului, Z — numărul sarcinilor pozitive din nucleu, iar $\hbar = \frac{h}{2\pi}$. Trecerea electronului de pe o orbită staționară pe alta este însoțită de emisie sau absorbție de energie. Semnul minus din formula 1.2.1 arată că energia se micșorează odată cu micșorarea orbitei. De aceea energia minimă o va avea electronul care se va mișca pe orbita cea mai apropiată de nucleu ($n = 1$). Schematic, nivelele energetice ale electronilor în atomul izolat, sînt reprezentate în figura 3.
lele energetice ale electronilor în atomul izolat, sînt reprezentate în reprezentarea ondulatorie a acestuia conform ipotezei lui de Broglie :

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p}. \qquad 1.2.2$$

Pentru electronul care se mișcă liber cu viteza v, energia sa totală va fi egală cu energia sa cinetică (electronul se mișcă liber) :

$$E = E_c = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{m}{2} \left(\frac{h}{m\lambda} \right)^2. \qquad 1.2.3$$

Scanned with CamScanner

Propagarea unei unde (acustice, electromagnetice), de-a lungul unei axe ox este descrisă cu ajutorul ecuației :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + k^2 \Psi = 0 \qquad 1.2.4$$

în care $\Psi = \Psi(x)$ reprezintă amplitudinea undei în punctul x, iar $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ reprezintă așa-numitul număr de undă.

Din relația 1.2.3 se poate găsi numărul de undă caracteristic mișcării libere a electronului :

$$k = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E} \qquad 1.2.5$$

astfel încît ecuația de propagare a undei electronice atașată electronului ce posedă energia totală E va fi :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m\,E}{\hbar^2} \Psi = 0. \qquad 1.2.6$$

Dacă se consideră mișcarea în spațiul celor trei axe, adică $\Psi = \Psi(x,y,z)$, ecuația 1.2.6 poate fi scrisă sub forma :

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m\,E}{\hbar^2} \Psi = 0 \qquad 1.2.7$$

în care :

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

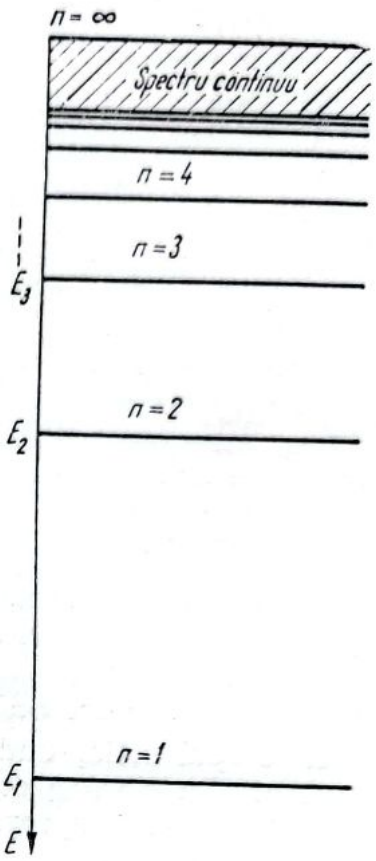


Fig. 3. — Schema nivelelor energetice ale electronilor în atom.

iar $\Psi = \Psi(x,y,z)$ este funcția de undă, care caracterizează mișcarea electronului de energie E. Forma acestei funcții este :

$$\Psi = A e^{ikr} + B e^{-ikr} \qquad 1.2.8$$

în care $\mathbf{k}$ reprezintă vectorul de undă, iar $\mathbf{r}$ — vectorul de poziție. Probabilitatea ca electronul să se afle într-un punct oarecare al spațiului este determinată de $|\Psi|^2$. Energia (în cazul unidimensional) este determinată de relația :

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k^2 \qquad 1.2.9$$

așa cum reiese și din 1.2.5. Se vede că energia electronului liber depinde de numărul de undă k după o lege pătratică. Reprezentarea grafică a acestei dependențe este o parabolă (fig. 4).

Scanned with CamScanner

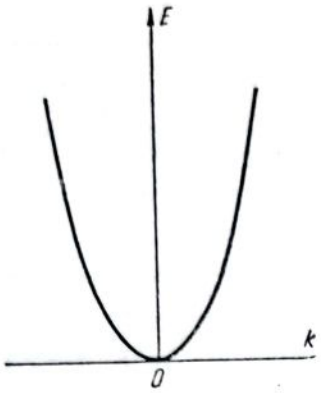


Fig. 4. — Dependența energiei electronului liber în funcție de vectorul de undă.

În corpul solid (metal, semiconductor etc. ...), electronii nu mai pot fi considerați liberi, deci energiile și legile lor de mișcare vor diferi de cele ale electronului liber. Atomii în corpul solid se află la distanțe mici unul de altul, deci interacțiunea dintre ei poate să fie destul de puternică. În general atomii interacționează între ei prin intermediul electronilor de pe orbitele exterioare, adică prin intermediul electronilor de valență. Nivelele energetice corespunzătoare acestor electroni se vor despica în urma creșterii interacției dintre atomi pe măsura micșorării distanțelor între ei. În cazul a doi atomi, de exemplu, care, pentru o distanță suficient de mare între ei, nu interacționează, electronii lor vor poseda aceleași energii permise, deci atomii vor avea spectre energetice identice (se presupune desigur că atomii sînt identici, de aceeași natură). Prin apropiere atomilor se face simțită interacțiunea dintre ei, nivelul energetic se despică în două nivele, gradul de despicare crescînd odată cu mărirea interacțiunii dintre atomi (cu micșorarea distanței între ei) (fig. 5).

În corpul solid, unde N — numărul atomilor este foarte mare, fiecare nivel energetic atomic se va despica în N subnivele, diferite între ele, dar foarte apropiate ca distanță formînd așa-numitele zone de energie (fig. 6).

Electronii de valență din atomi posedă mai multe nivele de energie (permise), de aceea în cristal se formează, în general, respectiv mai multe zone cu stări permise ale electronilor, despărțite între ele prin intervale (zone interzise) a căror lărgime este de același ordin de mărime cu lărgimea zonelor permise, fiind condiționată și de natura atomilor din care este constituit cristalul (de distanțele între nivelele energetice ale atomilor liberi).

Teoria corpului solid, considerînd mișcarea electronilor în cristal, precizează energiile permise (zonele permise) și energiile interzise (zonele interzise) ale electronilor în corpul solid. Felul în care mișcarea elec-

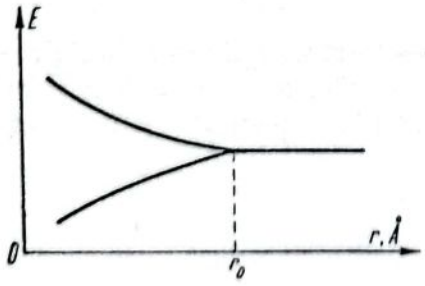


Fig. 5. — Despicarea nivelului energetic în cazul apropierii a doi atomi.

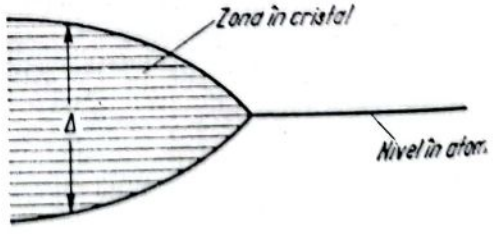


Fig. 6. — Despicarea nivelului energetic al unui atom din interiorul corpului solid.

Scanned with CamScanner

tronilor esteinfluenţată de reţeaua cristalină, a fost analizat de Bloch, care a dat rezolvarea problemei mişcării electronului în cîmpul periodic al reţelei [3].

De la început trebuie făcută precizarea că în rezolvarea acestei probleme s-a trecut de la tabloul complex al fenomenelor, la o schematizare aproape completă, care să permită o tratare cantitativă a problemelor. În acest sens s-a considerat mai întîi cristalul ca fiind ideal şi că electronii se mişcă liber în acest cristal. După găsirea unor soluţii, care în aceste aproximaţii grosolane nu dădeau decît o imagine palidă a mişcării electronilor în cristal, s-a trecut la aproximaţii din ce în ce mai bune, folosindu-se diferite procedee care sînt riguros expuse şi tratate în teoria corpului solid şi în fizica semiconductorilor. În cele ce urmează va fi prezentată succint metoda folosită de Bloch [1], rezultatele obţinute fiind suficiente pentru a da o reprezentare a zonelor energetice din cristal.

Ecuaţia 1.2.7 se aplică la mişcarea electronului liber, a cărui energie totală E este egală cu energia sa cinetică $E_c = T$. Dacă electronul se mişcă într-un cîmp care derivă dintr-un potenţial U, atunci energia sa totală va fi egală cu $E = E_c + U$, de unde rezultă expresia pentru energia cinetică : $E_c = E - U$. Înlocuind în ecuaţia 1.2.7 energia cinetică prin expresia de mai sus, rezultă următoarea ecuaţie :

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\Psi = 0 \qquad 1.2.10$$

numită ecuaţia lui Schrödinger. Ea descrie mişcarea electronului sub acţiunea cîmpului electric extern, derivînd din potenţialul U.

Pentru rezolvarea problemei mişcării electronilor într-un cristal se va presupune cristalul ca fiind un sistem de particule ce se supun legilor mecanicii cuantice. Trebuie să fie alcătuită ecuaţia lui Schrödinger pentru acest sistem de particule.

Mai întîi se va lua în considerare expresia energiei de interacţie dintre particule. Energia totală a sistemului este dată de :

$$H = \sum_i T_i + \sum_\alpha T_\alpha + U(\mathbf{r}_i) + \frac{1}{8\pi\varepsilon}\sum_{i \neq j}\frac{e^2}{r_{ij}} + \sum_{i,\alpha} v(\mathbf{r}_i \mathbf{R}_\alpha) \qquad 1.2.11$$

unde :

$\sum_i T_i = \sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_i\right)$ — reprezintă energia cinetică a electronilor ;

$\sum_\alpha T_\alpha$ — energia cinetică a nucleelor ;

$U(\mathbf{r}_i)$ — energia potenţială a sistemului, a cărui formă e dată de cîmpul extern ;

$U_e = \frac{1}{2}\frac{1}{4\pi\varepsilon}\sum_{i \neq j}\frac{e^2}{r_{ij}}$ — energia de interacţie a electronilor între ei ;

Scanned with CamScanner

$V_{ez} = \sum_{i,\alpha} v(r_i, R_\alpha)$ — energia de interacție a electronilor cu nucleele, $v(r_i, R_\alpha)$ reprezentînd energia de interacție între electronul i (notația pentru coordonatele electronilor) și nucleul α (notația pentru coordonatele nucleelor).

După cum se știe din mecanica cuantică, energia totală a sistemului poate fi reprezentată prin operatorul funcției lui Hamilton $\hat{H}$; în cazul unui cristal, care, după cum s-a arătat, reprezintă un sistem unitar format din particule ușoare (electroni) și grele (nuclee), operatorul funcției lui Hamilton, va avea expresia :

$$\hat{H} = \sum_i \hat{T}_i + \sum_\alpha \hat{T}_\alpha + \hat{U}(r_i) + \hat{U}_e + \hat{V}_{ez} \qquad 1.2.11'$$

unde :

$$\hat{T}_i = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_i; \quad \hat{T}_\alpha = -\frac{\hbar^2}{2M_\alpha}\Delta_\alpha \ldots \text{etc.}$$

Pentru operatorul $\hat{H}$ se poate scrie ecuația cu valori caracteristice :

$$\hat{H}\Psi(r_i, R_\alpha) = E\Psi(r_i, R_\alpha) \qquad 1.2.12$$

adică ecuația Schrödinger netemporală, care descrie stările staționare ale sistemului considerat. Valorile caracteristice E găsite cu ajutorul acestei ecuații reprezintă energiile sistemului (stările lui de energie, posibile).

Pentru a rezolva ecuația 1.2.12, se fac unele ipoteze simplificatoare.

a. **Aproximația adiabatică.** Deși între nucleele pozitive ale atomilor și electronii din corpul solid există în realitate o puternică interacțiune, pentru simplificarea problemei se va considera mișcarea electronilor ca fiind separată de mișcarea nucleelor. Într-adevăr, dacă se ia în considerare faptul că masa electronului este de aproximativ 2000 de ori mai mică decît masa nucleului, atunci se poate presupune într-o primă aproximație că nucleele sînt imobile și rămîne să fie analizată numai mișcarea electronilor în cristal. În acest caz termenul $\hat{T}_\alpha = -\frac{\hbar^2}{2M_\alpha}\Delta_\alpha$ nu va mai interveni în expresia generală a operatorului $\hat{H}$. De asemenea lipsesc din expresia lui $\hat{H}$ și termenii care exprimă interacțiunea între nuclee precum și interacțiunea dintre nuclee și electroni. De aceste interacțiuni se poate ține seamă într-o aproximație superioară, care va da o reprezentare mai apropiată de adevăr a tabloului mișcării electronilor în rețeaua cristalină.

În presupunerea făcută (a imobilității nucleelor), numărul variabilelor se micșorează fără ca prin această simplificare să fie alterate principiile de bază ale fenomenelor considerate. Se poate lua o distribuție arbitrară a nucleelor, iar coordonatele acestora vor fi introduse în ecua-

Scanned with CamScanner

ția Schrödinger sub forma unor parametrii. În cazul aproximației adiabatice (nuclee imobile, sau cu o mișcare foarte lentă) este posibilă separarea variabilelor în ecuația lui Schrödinger. Dacă distanța între nuclee este R_α^0 atunci mișcarea nucleelor este descrisă de o funcție $\xi(R_\alpha^0)$. În acest caz funcțiile caracteristice (valorilor proprii E) ale ecuației 1.2.12 se pot scrie sub forma :

$$\Psi(r_i, R_\alpha) = \Psi(r_i, R_\alpha^0) \cdot \xi(R_\alpha^0) \qquad 1.2.13$$

unde $\xi(R_\alpha^0)$ reprezintă funcția care descrie mișcarea nucleelor, iar $\Psi(r_i . R_\alpha^0)$ descrie mișcarea electronilor.

R_α^0 spre deosebire de R_α este considerat ca un parametru de care depinde și Ψ .

În ipoteza făcută (imobilitatea nucleelor), ecuația netemporală a lui Schrödinger devine :

$$\left[-\frac{\hbar}{2m}\sum_i \Delta_i + V(R_\alpha^0, r_i)\right]\Psi(r_i, R_\alpha^0) = E\,\Psi(r_i, R_\alpha^0) \qquad 1.2.14$$

ale cărei funcții proprii sînt definite de 1.2.13, iar

$$V(R_\alpha^0, r_i) = \frac{1}{8\pi\varepsilon}\sum_{i\neq j}\frac{e^2}{r_{ij}} + V_{ez} + (U r_i) \qquad 1.2.15$$

conținînd pe R_α^0 ca parametru.

Ecuația 1.2.14 este o ecuație diferențială în coordonatele electronilor și depinde de un parametru, R_α^0, care reprezintă distanța între nuclee. Ea se numește *ecuația mișcării electronilor* și admite un sistem de funcții caracteristice Ψ și de valori caracteristice care depind de parametrul R_α^0:

$$\Psi_n = \Psi_n(R_\alpha^0, r_i); \qquad E_n = E_n(R_\alpha^0). \qquad 1.2.16$$

Înlocuind pe 1.2.13 în 1.2.12 și ținînd seamă de ecuația 1.2.14 care descrie mișcarea electronilor, se găsește o ecuație în $\xi(R_\alpha^0)$ care descrie mișcarea nucleelor. Această ecuație permite rezolvarea unei serii de probleme care se referă la mișcarea nucleelor atomilor rețelei cristaline. Pentru descrierea mișcării purtătorilor de sarcini în cristal și pentru determinarea valorilor energiei electronilor în corpul solid, interesează cel mai mult ecuația 1.2.14, a mișcării electronilor.

b. O a doua ipoteză se referă la **mișcarea nucleelor** care în realitate nu sînt imobile. În acest sens această a doua ipoteză corectează ipoteza adiabatică sau mai precis o întregește. Într-adevăr, oscilațiile termice ale rețelei conduc la o deplasare a nucleelor în jurul poziției pe care ele ar avea-o în starea de echilibru a cristalului ideal. Această deplasare duce la schimbarea potențialului electric, în cîmpul căruia se mișcă electronii, de aceea, într-o aproximație superioară ea trebuie luată în considerare.

Scanned with CamScanner

Datorită agitației termice, interacțiunii nucleelor cu electronii și interacțiunii nucleelor între ele, acestea vor executa mișcări complicate, care însă nu duc la schimbarea geometriei rețelei cristaline. Acest fapt impune introducerea ipotezei că nucleele execută oscilații de mică amplitudine în jurul pozițiilor lor de echilibru (adică în jurul nodurilor rețelei). În acest caz fiecare nucleu poate fi asimilat ca un mic oscilator, cristalul macroscopic fiind reprezentat printr-un sistem de oscilatori identici, care interacționează între ei.

c. Aproximația unui singur electron. Ipoteza adiabatică a condus la o simplificare însemnată a problemei mișcării electronilor în cristal, dar această problemă rămîne în continuare deosebit de complexă. Dacă N este numărul atomilor din rețeaua cristalină, atunci pentru mișcarea electronilor trebuie luată în considerare totalitatea lor, adică un număr de ZN electroni.

Evident, vor interacționa puternic între ei numai electronii de valență și în ipoteza că fiecare atom are doar un singur electron de valență, numărul electronilor care trebuie luat în considerare rămîne totuși foarte mare. Pentru rezolvarea problemei trebuie din nou recurs la ipoteze simplificatoare. Una din aceste ipoteze este aceea a considerării mișcării unui singur electron în cîmpul electric creat de toți ceilalți electroni din cristal. În acest caz toate forțele foarte diferite și variabile produse de restul electronilor și care acționează asupra electronului considerat, pot fi înlocuite printr-un cîmp mediu al sarcinii spațiale a electronilor, cîmp constant în timp (cîmp static), dar care din cauza simetriei rețelei poate prezenta o anumită periodicitate. Metoda de rezolvare a acestui tip de probleme a fost elaborată de Fock și Hartree și se bazează pe procedeul aproximațiilor succesive. Cîmpul în care se mișcă electronul al i-lea reprezintă cîmpul creat de toți electronii în afară de cel al i-lea electron. El se mai numește și cîmp selfconsistent. Acest cîmp poate fi aflat prin determinarea funcțiilor de undă de aproximație zero, primă aproximație, a doua etc..., în principiu, calculul putîndu-se continua, pînă cînd aproximația de ordin $n+1$ coincide cu aproximația de ordinul n. În funcție de procedeul de alegere a funcțiilor de aproximație zero, există cîteva metode de construire a cîmpului selfconsistent. Una din aceste metode este aceea a alegerii funcțiilor de tip Bloch, despre care se va vorbi mai departe.

Pentru a găsi hamiltoniana în cazul aproximației unielectronice, trebuie să se țină seama de aproximația adiabatică și de faptul că nu se aplică cîmpuri externe. În plus se va lua în considerare energia de interacție dintre electroni și nuclee. Această energie se poate lua ca o sumă de membri în care fiecare reprezintă energia unui electron în cîmpul tuturor nucleelor imobile (de coordonate $\mathbf{R}_\alpha^0$) :

$$V_{ez}^0 = \Sigma\, v\,(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \ldots, \mathbf{R}_1^0, \mathbf{R}_2^0 \ldots) \qquad 1.2.17$$

Dacă se notează prin $w\,(\mathbf{r}_i)$ energia potențială a electronului i aflat în cîmpul creat de toți ceilalți electroni, atunci energia de interacțiune

între electroni (luaţi doi cîte doi, de exemplu electronul i cu electronul j etc.) se poate reprezenta prin suma :

$$\frac{1}{8\pi\varepsilon}\sum_{i\neq j}\frac{e^2}{r_{ij}} = \frac{1}{8\pi\varepsilon\varepsilon_0}\sum_{i\neq j}\frac{e^2}{|r_i - r_j|} = \sum_i w(\mathbf{r}_i) \qquad 1.2.18$$

Cîmpul care derivă din potenţialul $w(\mathbf{r}_i)$ poartă numele de cîmp self-consistent. Înlocuirea cîmpului coulombian al electronilor cu un astfel de cîmp schematizat constituie unul din punctele slabe ale teoriei zonelor, dar deocamdată aceasta este singura metodă pentru a reduce problema mai multor electroni la unul singur.

Ţinînd seama de ipotezele făcute se poate scrie hamiltoniana sistemului (v. 1.2.11′) :

$$\hat{\mathbf{H}} = \sum_i \hat{\mathbf{T}}_i + \sum_i \hat{\mathbf{w}}(\mathbf{r}_i) + \sum_{i,\alpha} v(\mathbf{r}_i, \mathbf{R}^0_\alpha) \qquad 1.2.19$$

deoarece $\sum_\alpha \hat{\mathbf{T}}_\alpha = 0$, datorită aproximării adiabatice, şi $U(\mathbf{r}_i) = 0$ căci nu se aplică cîmpuri externe.

$\hat{\mathbf{H}}$ se mai poate scrie :

$$\hat{\mathbf{H}} = \sum(\hat{\mathbf{T}}_i + \hat{\mathbf{w}}_i + \hat{\mathbf{v}}_i^0) = \sum_i \hat{\mathbf{H}}_i. \qquad 1.2.20$$

Atunci ecuaţia cu valori proprii ataşată lui $\hat{\mathbf{H}}$, devine :

$$\hat{\mathbf{H}}\,\Psi = \left(\sum_i \hat{\mathbf{H}}_i\right)\Psi = E\,\Psi \qquad (i = 1,2,\ldots n) \qquad 1.2.21$$

Această ecuaţie se poate despărţi în n ecuaţii independente. În acest scop se ţine seama de faptul că întreaga energie a cristalului este egală cu suma energiilor fiecărui electron, adică :

$$E = E_1 + E_2 + \ldots + E_n$$

sau :

$$E = \sum_i E_i \qquad 1.2.22$$

În acelaşi timp funcţia de undă a sistemului este dată de produsul funcţiilor de undă a fiecărui electron :

$$\Psi(\mathbf{r}_i) = \Psi_1(\mathbf{r}_1)\cdot\Psi_2(\mathbf{r}_2)\ldots\Psi_n(\mathbf{r}_n) = \prod_i \Psi_i(\mathbf{r}_i). \qquad 1.2.23$$

Înlocuind pe 1.2.22 şi 1.2.23 în ecuaţia 1.2.21 se găseşte pentru fiecare funcţie de undă separată, o ecuaţie de forma :

$$\hat{\mathbf{H}}_i\Psi_i(\mathbf{r}_i) = E_i\Psi_i(\mathbf{r}_i) \qquad 1.2.24$$

Scanned with CamScanner

care descrie mișcarea unui singur electron. Cum toți electronii sînt identici se poate renunța la indicile i și ecuația 1.2.24 capătă forma :

$$\hat{H}\Psi(\mathbf{r}) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U(\mathbf{r})\right]\Psi(\mathbf{r}) = E(\mathbf{r})\cdot\Psi(\mathbf{r}) \qquad 1.2.25$$

unde $w_i(\mathbf{r})$ și $v_i^0(\mathbf{r})$ au fost înlocuite printr-un singur potențial $U(\mathbf{r})$.

Se observă că datorită introducerii cîmpului selfconsistent ecuațiile pentru sistemul de electroni se reduc la ecuația de mișcare pentru un singur electron. Astfel, introducerea cîmpului selfconsistent permite considerarea electronilor din corpul solid ca particule ce nu interacționează, similar reprezentării clasice despre gazul electronic care era considerat ca un gaz ideal.

Ecuația 1.2.25 este aceeași cu ecuația 1.2.14 și descrie mișcarea electronilor. Ea se mai poate pune și sub forma :

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}[E - U(\mathbf{r})]\Psi = 0 \qquad 1.2.26$$

Potențialul $U(\mathbf{r})$ reprezintă potențialul rețelei cristaline (împreună cu al celorlalți electroni) și datorită periodicității rețelei, trebuie să aibă și el caracter periodic, avînd perioada rețelei cristaline, adică :

$$U(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r}+\mathbf{a});\ \mathbf{a} = n_1\mathbf{a}_1 + n_2\mathbf{a}_2 + n_3\mathbf{a}_3 \qquad 1.2.27$$

unde a_i $(i=1,2,3)$ sînt perioadele rețelei pe cele trei axe ale cristalului, iar $n_i (i=1,2,3)$ sînt numere întregi.

Care va fi caracterul funcțiilor Ψ (din ecuația 1.2.26) care descriu mișcarea electronului într-un cîmp periodic ce derivă din potențialul $U(r)$? Pentru rezolvarea acestei probleme, se pot considera două cazuri de aproximare : cazul *electronului liber* și cazul *electronului legat*.

În aproximația adiabatică pentru electroni există de fapt o ecuație Schrödinger globală. Teoria corpului solid a arătat că, în general, proprietățile cristalelor pot fi explicate admițînd că mișcarea fiecărui electron poate fi tratată în mod individual (deci o ecuație Schrödinger corespunzătoare și o funcție de undă individuală). Dacă se aleg aceste funcții de undă individuale în mod potrivit, eroarea făcută poate fi nu prea mare.

Pînă acum au fost folosite două tipuri de funcții de undă individuale. Primele sînt funcții de tip Heitler-London care sînt nule în întreg cristalul, dar au un maxim pronunțat în dreptul fiecărui nucleu (fig. 7, *a*). Ele caracterizează electroni localizați, a căror probabilitate de prezență e sensibilă numai în dreptul unui anumit nucleu (electronul este localizat în jurul unui astfel de nucleu, cum este, de exemplu, în atomul izolat — de aceea funcțiile se mai numesc și funcții atomice).

Al doilea tip de funcții sînt funcțiile Bloch, care sînt diferite de zero în întreg cristalul, dar au maxime în dreptul nucleelor și valoare practic constantă între nuclee (fig. 7, *b*). Datorită faptului că aceste funcții

Scanned with CamScanner

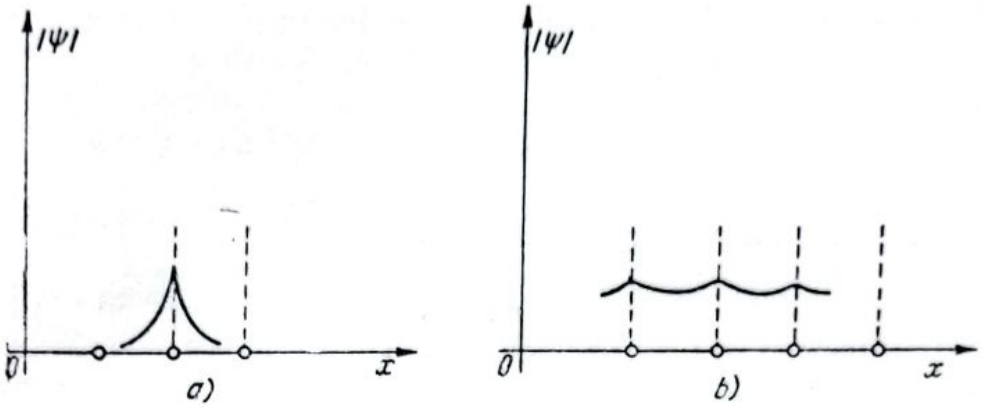


Fig. 7. — Funcţiile de undă care descriu mişcarea electronilor.
a — funcţiile de tip Heitler-London; *b* — funcţiile de tip Bloch.

au un caracter de periodicitate (au maxime în dreptul nucleelor din nodurile reţelei) ele vor putea fi folosite pentru descrierea mişcării electronilor supuşi unui cîmp selfconsistent (care de asemenea are, după cum s-a mai spus, un caracter periodic). Forma potenţialului din care derivă cîmpul selfconsistent din cristal este arătată în figura 8, *b*: acesta capătă o asemenea alură în urma apropierii atomilor separaţi (apropiere necesară pentru a se forma reţeaua cristalină), a căror energii potenţiale sînt arătate în figura 8, *a*.

Pentru simplificarea problemei se va considera cazul cînd electronul se mişcă după axa *ox* (cazul unidimensional) în cîmpul creat de un potenţial $U = U_0$, constant. Aceasta se obţine înlocuind potenţialul variabil din figura 8, *b* prin valoarea sa medie U_0. Singura condiţie de care se va ţine seama este aceea de a se considera cristalul ca fiind infinit, caracteristicile reţelei cristaline schimbîndu-se după axa *ox* cu perioada *L*. În această aproximaţie electronul se mişcă liber, iar stările sale staţionare sînt descrise prin funcţii de undă e^{ikx}, adică reprezintă o undă plană:

$$\Psi = Ae^{ikx} \qquad 1.2.28$$

valorile proprii ale energiei fiind (v. 1.2.9):

$$E_k = \frac{h^2}{2m} |\mathbf{k}|^2 \qquad 1.2.29$$

Dacă se ţine seama de proprietatea de periodicitate, adică se ia în considerare

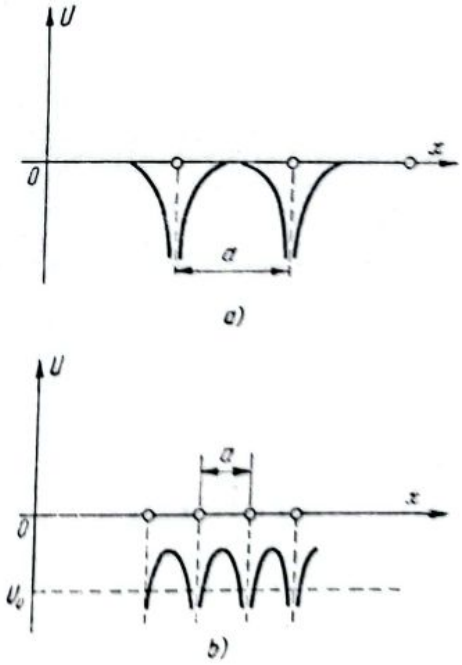


Fig. 8. — Forma potenţialului (sau cîmpului) selfconsistent din cristal:
a — atomi izolaţi; *b* — atomii în corpul solid.

condiția introdusă mai sus, va trebui ca mărimea $|\mathbf{k}|$ să aibă forma periodică :

$$|\mathbf{k}| = \frac{2\pi n}{L} \qquad 1.2.30$$

unde n este un număr oarecare.

În acest caz 1.2.29 devine :

$$E = \frac{2\pi^2\hbar^2}{mL^2} n^2 \qquad 1.2.31$$

Unda plană reprezentată de funcția 1.2.28 are lungimea de undă $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ și pulsația $\omega = \omega(\mathbf{k}) = 2\pi\nu$. Deoarece $h\nu = E$, prin înlocuirea lui ν, se găsește următoarea expresie pentru ω :

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \qquad 1.2.32$$

Unda plană de mai sus este caracterizată printr-o viteză de grup $\frac{d\omega}{dk}$ care corespunde mișcării electronului cu viteza :

$$v = \frac{d\omega}{dk} = -\frac{d}{dk}\left(\frac{E}{\hbar}\right) = \frac{\hbar k}{m_0} \qquad 1.2.33$$

Ținînd seama că impulsul p este egal cu $m_0 v$, din relația 1.2.33 rezultă :

$$\mathbf{p} = \mathbf{k}\hbar. \qquad 1.2.34$$

Expresia 1.2.31 determină valorile permise ale energiei, iar relația 1.2.34 caracterizează valorile permise ale impulsului pentru mișcarea liberă a electronului.

În cazul tridimensional, funcția de undă se scrie :

$$\Psi = Ae^{i\mathbf{kr}} \qquad 1.2.35$$

unde

$$|\mathbf{k}| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \qquad 1.2.36$$

iar $k_x = \frac{2\pi l}{L}$; $k_y = \frac{2\pi m}{L}$; $k_z = \frac{2\pi n}{L}$, l, m, și n fiind numere întregi.

Energiile vor fi determinate de relația :

$$E = E(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2}{2m} |\mathbf{k}|^2$$

Într-o aproximație mai bună, se va considera că potențialul $U(\mathbf{r})$ nu se reduce la o valoare constantă U_0, ci are un caracter periodic, prezentînd maxime în dreptul nucleelor din nodurile rețelei cristaline. În

Scanned with CamScanner

plus, se va ţine seama de o proprietate a soluţiei ecuaţiei lui Schrödinger pentru mişcarea electronului în cîmp periodic, proprietate care va fi expusă mai jos.

Fie $\Psi(\mathbf{r})$ o soluţie a ecuaţiei lui Schrödinger:

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}[E - U(\mathbf{r})]\,\Psi = 0 \qquad 1.2.37$$

unde $U(\mathbf{r}+\mathbf{a})=U(\mathbf{r})$ este o funcţie periodică, aşa cum este de exemplu cazul potenţialului $U(\mathbf{r})$ din reţeaua cristalină. Printr-o translaţie, se poate muta originea axelor cu un număr întreg de perioade ale relaţiei astfel ca :

$$x' \longrightarrow x + n_1 a_1$$
$$y' \longrightarrow y + n_2 a_2$$
$$z' \longrightarrow z + n_3 a_3$$

unde, de exemplu $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x'}\frac{\partial x'}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x'}$ etc.

În acest caz ecuaţia 1.2.37 devine :

$$\Delta\Psi\,(x + n_1a_1, \ldots) + \frac{2m}{\hbar^2}\,[E - U\,(x + n_1a_1, \ldots)]\cdot\,\Psi(x + n_1a_1, \ldots) = 0$$

Deoarece însă $U\,(x + n_1a_1, y + n_2a_2, \ldots) = U\,(x,y,z)$, atunci funcţia $\Psi(x + + n_1a_1, y + n_2a_2, \ldots.)$ va satisface aceeaşi ecuaţie ca şi funcţia $\Psi\,(x,y,z)$, cele două funcţii diferind între ele doar printr-un factor care, prin condiţia de normare, va fi egal în modul cu unitatea. În acest caz se poate scrie :

$$\Psi\,(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = e^{i\alpha}\,\Psi\,(\mathbf{r}) \qquad 1.2.38$$

unde α este o mărime arbitrară, care se poate lega de vectorul de translaţie $\mathbf{a}$ prin relaţia $\alpha = \mathbf{k}\,\mathbf{a}$, numită condiţie de translaţie. În cazul problemei mişcării electronului în cristal caracterizat prin potenţialul $U(\mathbf{r})=U(\mathbf{r}+\mathbf{a})$, condiţia de mai sus este automat satisfăcută dacă se caută soluţia sub forma :

$$\Psi(\mathbf{r}) = e^{i(\mathbf{kr})}\,\varkappa\,(\mathbf{r}) \qquad 1.2.39$$

unde $\varkappa(\mathbf{r})$ trebuie să fie o funcţie periodică şi avînd perioada reţelei cristaline adică :

$$\varkappa\,(\mathbf{r}) = \varkappa\,(\mathbf{r} + \mathbf{a}) \qquad 1.2.40$$

Atunci funcţia $\Psi(\mathbf{r})$ va fi şi ea periodică :

$$\Psi\,(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = e^{i(\mathbf{k},\mathbf{r}+\mathbf{a})}\,\varkappa\,(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = e^{i(\mathbf{ka})}\Psi\,(\mathbf{r}) \qquad 1.2.41$$

Soluţia $\Psi(\mathbf{r}) = e^{i(\mathbf{k},\mathbf{r})}\,\varkappa\,(\mathbf{r})$ reprezintă o undă plană, modulată în amplitudine cu funcţia periodică $\varkappa(\mathbf{r})$ avînd perioada reţelei. Şi aici vectorul de undă $\mathbf{k}$ (care are dimensiunile inversului unei lungimi) îi

Scanned with CamScanner

corespunde unui impuls $\mathbf{p}=\hbar\mathbf{k}$, numit cvasiimpuls. Cvasiimpulsul determină mișcarea electronului în cristal și are aceeași valoare ca și impulsul pentru mișcarea liberă a electronului.

Funcția $\Psi(\mathbf{r}) = \varkappa(\mathbf{r})\ e^{i(\mathbf{kr})}$ reprezintă de fapt unda plană $e^{i(\mathbf{kr})}$, pentru cazul mișcării electronului în cristalul caracterizat prin potențialul constant U_0, modulată cu funcția periodică $\varkappa(\mathbf{r})$ datorită apariției văilor de potențial în dreptul nucleelor din nodurile rețelei. Din cauza acestor văi de potențial, funcția $\Psi(\mathbf{r})$ va avea o amplitudine mai mare în dreptul nodurilor rețelei, deci forma funcției va fi cea din 1.2.39. Aceste funcții sînt funcțiile de tip Bloch și au un caracter periodic.

Se poate arăta că vectorul de undă $\mathbf{k}$ deci și cvasiimpulsul $\mathbf{p}$, au un caracter periodic, avînd perioada rețelei inverse. Într-adevăr, dacă $\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2, \mathbf{b}_3$ sînt vectori unitari ai rețelei inverse, între ei și vectorii a_i ai rețelei directe există relațiile :

$$\left.\begin{aligned} \mathbf{b}_1 &= \frac{|\mathbf{a}_2\mathbf{a}_3|}{(\mathbf{a}_1|\mathbf{a}_2\mathbf{a}_3|)} = \frac{\mathbf{a}_2\mathbf{a}_3}{V_a} \\ \mathbf{b}_2 &= \frac{|\mathbf{a}_3\mathbf{a}_1|}{V_a} \\ \mathbf{b}_3 &= \frac{|\mathbf{a}_1\mathbf{a}_2|}{V_a} \end{aligned}\right\} \qquad 1.2.42$$

În acest caz :

$$(\mathbf{b}_i\mathbf{a}_j) = \delta_{ij} \qquad 1.2.43$$

Produsul scalar a doi vectori $\mathbf{a}$ și $\mathbf{b}$ unde

$$\mathbf{a} = n_1\mathbf{a}_1 + n_2\mathbf{a}_2 + n_3\mathbf{a}_3; \qquad \mathbf{b} = m_1\mathbf{b}_1 + m_2\mathbf{b}_2 + m_3\mathbf{b}_3$$

(n_i, m_i — fiind numere întregi), va fi dat de :

$$(\mathbf{ab}) = n_1m_1a_1b_1 + n_2m_2a_2b_2 + n_3m_3a_3b_3 = n_1m_1 + n_2m_2 + n_3m_3 \qquad 1.2.44$$

În acest caz, dacă $\mathbf{k}' = \mathbf{k} + 2\pi\mathbf{b}$ ținînd seama de 1.2.43, rezultă :

$$e^{i(\mathbf{k}'\mathbf{a})} = e^{i[(\mathbf{k}+2\pi\mathbf{b})\,\mathbf{a}]} = e^{i\mathbf{ka}} \qquad 1.2.45$$

Întrucît schimbînd pe $\mathbf{k}$ cu $\mathbf{k}+2\pi\mathbf{b}$ se obține o aceeași stare fizică, este valabilă și relația :

$$E(\mathbf{k}) = E(\mathbf{k} + 2\pi\mathbf{b}) \qquad 1.2.46$$

Se poate lua în acest caz $\varkappa'(\mathbf{r}) = \varkappa(\mathbf{r})\ e^{i(2\pi\mathbf{b}+\mathbf{k})}$ iar $\Psi(\mathbf{r})$ devine :

$$\Psi(\mathbf{r}) = \varkappa'(\mathbf{r})\ e^{i\mathbf{k}'\mathbf{r}} \qquad 1.2.47$$

satisfăcînd în același timp ecuația 1.2.37 pentru aceleași valori ale energiei, care sînt determinate de soluția 1.2.39. Acest fapt este exprimat și prin relația 1.2.46. De aici rezultă că $E=E(\mathbf{k})$ este o funcție periodică de $\mathbf{k}$ în spațiul rețelei inverse cu perioada $2\pi\mathbf{b}$. De aceea, pentru a

Scanned with CamScanner

găsi totalitatea valorilor lui $E(\mathbf{k})$ este suficient să se ia în considerare valorile lui k în limitele unei celule a reţelei inverse. Totalitatea valorilor lui k, care sînt cuprinse în limitele acestei celule, se defineşte ca prima zonă a lui Brillouin. Pentru cazul reţelei cubice, prima zonă a lui Brillouin formează un cub cu laturile $2\pi/a$ unde a este constanta reţelei cubice. (În cazul reţelei cubice unde $V = a^3$, rezultă că vectorul celulei reţelei inverse b va fi egal cu $\frac{1}{a}$; în acest caz evident $2\pi b = \frac{2\pi}{a}$.) De aceea pentru reţeaua cubică este suficient să se considere valorile $E(k)$ numai în limitele domeniului $-\frac{\pi}{a} \leqslant k \leqslant \frac{\pi}{a}$. Pentru reţeaua diamantului, care este o reţea cubică cu volum centrat, prima zonă a lui Brillouin este cuprinsă în următorul interval pentru valorile lui k :

$$-\frac{2\pi}{a} \leqslant k \leqslant \frac{2\pi}{a}.$$

Trebuie precizat însă faptul că numărul k joacă rolul unui număr cuantic, care face să se distingă între ele diferite stări energetice staţionare. Dacă acest număr ar putea primi orice valori cuprinse în intervalul $\left(-\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right)$, ar rezulta că energia electronului să aibă un spectru continuu, fapt contrazis de mecanica cuantică şi de faptele experimentale. Pentru a face ca spectrul energiilor electronului să apară ca un spectru discret, e nevoie să fie impusă funcţiei $\Psi(\mathbf{r})$ o condiţie de periodicitate, condiţie care la rîndu-i se va răsfrînge şi asupra lui k. Pentru cazul unidimensional de exemplu, de-a lungul unui şir de atomi între care există distanţa a (perioada reţelei), se impune ca funcţia $\Psi(x)$ să se reproducă după un număr mare N de intervale a. În acest caz $\Psi(x) = \Psi(x + N\,a)$, condiţie care duce la condiţia :

$$e^{ikx} = e^{ik\,(x\,+\,Na)} \qquad 1.2.48$$

Cele două exponenţiale vor fi egale numai dacă $e^{ik\,Na} = 1$ ceea ce este adevărat numai dacă :

$$kNa = n \cdot 2\pi, \text{ unde } n = 0; \pm 1; \pm 2; \ldots \qquad 1.2.49$$

De aici rezultă:

$$k = \frac{2\pi}{Na} n; \quad (n = 0; \pm 1; \pm 2; \ldots)$$

Dacă se ţine seama şi de restrîngerea valorilor lui k în intervalul $\left(-\frac{\pi}{a}, +\frac{\pi}{a}\right)$ adică de faptul că $|k| < \left|\frac{\pi}{a}\right|$ atunci :

$$k = \frac{2\pi n}{Na} < \left|\frac{\pi}{a}\right| \qquad 1.2.50$$

de unde :

$$\frac{2n}{N} < |1| \text{ sau } n \leqslant \frac{N}{2}$$

Scanned with CamScanner

Rezultă în final că:

$$k = n\frac{2\pi}{Na} \quad \left(n = -\frac{N}{2}, -\left(\frac{N}{2}-1\right), \ldots -1,0,1 \ldots \frac{N}{2}\right) \qquad 1.2.51$$

Deci k nu poate lua decît valori echidistante (în număr de N, cîte noduri are rețeaua cristalină) în intervalul $\left(-\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right)$ și în acest caz energia va avea un spectru discret.

Condiția ciclică impusă mai sus exclude în mod automat orice stări energetice corespunzătoare altor valori ale lui k. Eroarea introdusă prin acest artificiu poate fi făcută oricît de mică dacă se ia un număr N destul de mare, fapt care corespunde și realității fizice, spectrul energetic fiind totuși discret.

Fără a face calculul energiilor stărilor staționare și a funcțiilor de undă care descriu mișcarea electronilor în cristal, se reține concluzia importantă că energia electronului în cristal depinde de valorile lui k într-un mod discret, în funcție de valorile discrete pe care le ia k (condiția 1.2.51). Atunci graficul care reprezintă dependența energiei E în funcție de k (pentru electronul în rețeaua cristalină) va fi similar cu cel din figura 4 pentru electronul liber. Din figura 9 se observă că dependența $E=E(k)$ pentru electronul în cristal are anumite discontinuități care se obțin pentru valorile $k=n\frac{\pi}{a}$, unde a este perioada rețelei. Curba punctată reprezintă energia electronului liber (v. fig. 4). Mărimea discontinuităților energiilor depinde de variațiile periodice ale potențialului. Atît timp cît propagarea undei asociate electronului nu este influențată de potențialul selfconsistent al rețelei mișcarea electronului în cristal

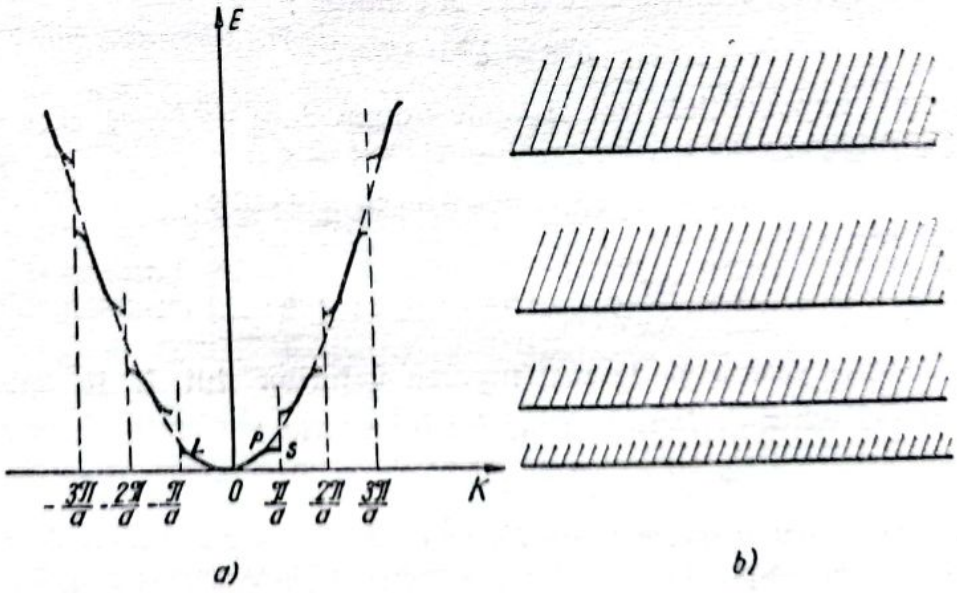


Fig. 9. — Dependența energiei electronului în cristal, în funcție de numărul de undă k (cazul unidimensional).

Scanned with CamScanner

poate fi aproximativ reprezentată printr-o undă plană e^{ikx} (cazul unidimensional, al lanțului de atomi). Din optică se știe că propagarea undelor de lungime de undă λ are loc numai dacă undele emise de diferite centre (în cazul de față — nodurile rețelei cristaline) sînt în fază. În cazul unidimensional (lanț de atomi) propagarea se face în două sensuri, unul care coincide cu sensul undei incidente — deci în care unda se va propaga neperturbată, și un sens care corespunde propagării undei reflectate (perturbația maximă). Pentru ca reflexia să aibă loc este necesar ca undele difuzate de doi atomi succesivi să fie în fază, adică să fie respectată condiția Bragg de reflexie a undelor în cristale :

$$2d \sin \theta = n\lambda \qquad 1.2.52$$

unde d trebuie să aibă valoarea maximă. Pentru rețeaua cubică primitivă, d_{max} este egal cu a — perioada rețelei ; (în cazul altor rețele, de exemplu, în cazul rețelei cubice cu volum centrat $d_{max} = \frac{a}{\sqrt{2}}$ etc.) ; $\sin \theta = 1$ doarece $\theta = \frac{\pi}{2}$. Rezultă :

$$2a = n\lambda; \quad (n = 1,2,3, \ldots) \qquad 1.2.53$$

Ținînd seama că $\lambda = \left|\frac{2\pi}{k}\right|$, rezultă $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{2a} n$ adică :

$$k = n\frac{\pi}{a}; \quad (n = 1,2,3,4\ldots) \qquad 1.2.54$$

Pentru valorile $k < \frac{\pi}{a}$ electronul poate fi reprezentat ca o undă progresivă ce se propagă prin cristal. Cînd lungimea de undă λ devine egală cu $2a$ $\left(\text{adică } k \text{ devine egal cu } \frac{\pi}{a}\right)$, electronul nu mai poate fi reprezentat în mod simplificat ca o undă liberă prin cristal, din cauza reflexiei, dar poate fi reprezentat printr-o undă staționară, compusă din două unde ce se propagă în sensuri contrare (de-a lungul lanțului de atomi). Aceste unde plane e^{ikx} și e^{-ikx} dau două soluții ale ecuației lui Schrödinger corespunzătoare valorilor proprii pentru $k = \frac{\pi}{a}$ și anume :

$$\varkappa_k (e^{ikx} \pm e^{-ikx}); \quad \left(k = \pm\frac{\pi}{a}; 2\frac{\pi}{a}; \ldots\right) \qquad 1.2.55$$

Acestor soluții le corespund energii diferite și anume două energii permise (valori proprii) dar distanțate între ele prin intervalul $\frac{\pi}{a}$, ele constituind astfel granițele unei zone energetice. Toate valorile energiei $E(\mathbf{k})$, care sînt valorile proprii ale ecuației lui Schrödinger 1.2.26 vor corespunde nivelelor energetice permise, iar toate valorile $E(\mathbf{k})$ care nu sînt valori proprii și ca atare nu satisfac ecuația 1.2.26 vor corespunde nivelelor de energie interzise (fig. 9, *b*).

Scanned with CamScanner

În figura 9, *b* sînt reprezentate zonele energiilor permise (benzile haşurate) care sînt separate prin benzi interzise (sau zone de nivele energetice interzise), ce corespund regiunilor de discontinuitate a dependenței $E=E(\mathbf{k})$. (S-a arătat că aceste discontinuități se obțin pentru valorile $k=n\frac{\pi}{a}$, adică atunci cînd, datorită condițiilor pe care trebuie să le satisfacă vectorul k spre a reflecta realitatea fizică, valorile energiei $E=E(\mathbf{k})$ nu sînt valori proprii ale ecuației 1.2.26.)

Extremităților zonelor permise de energie le vor corespunde valorile extreme E_{max} și E_{min} ale energiei. Subnivelele zonei sînt în număr egal cu numărul atomilor din cristal. Cum acest număr este foarte mare (într-un cm^3 sînt aproximativ 10^{22} atomi), nivelele energetice vor fi foarte dese, formînd aproape un spectru continuu. Într-adevăr, distanța între atomii cuprinși într-un centimetru este de ordinul a $\frac{1}{10^{22}}$ cm, ceea ce duce la o distanță energetică între nivele de aproximativ 10^{-22} eV.

Întrucît prin formarea cristalului din atomii izolați are loc o interacțiune puternică între nivelele energetice ale atomilor, fiecare nivel energetic din atomul izolat se va despica în N nivele energetice (N fiind numărul total al atomilor) formînd zone de energie permise (sau benzi energetice permise) separate prin benzi interzise. Este evident că electronii mai apropiați de nucleu (în atomi izolați) vor interacționa mai slab cu electronii din stările energetice similare ale altor atomi, și ca atare zonele energetice corespunzătoare vor fi mai înguste. Rezultă că zonele de energii permise se lărgesc spre energiile înalte, în timp ce benzile interzise se îngustează.

O altă concluzie a teoriei zonelor este aceea că variația distanței între atomi conduce la variația lărgimii zonelor. Micșorarea distanței între nivelele energetice ale atomilor conduce la micșorarea lărgimii zonelor interzise

Pentru înțelegerea majorității fenomenelor care au loc în semiconductori este suficient să se ia în considerare ultima zonă ocupată (zona normală) care corespunde interacțiunii electronilor de valență, prima zonă goală (zona de conducție) și zona interzisă care se află între ele.

În cazul unidimensional prima zonă a lui Brillouin este reprezentată prin spațiul cuprins între $\pm\frac{\pi}{a}$, cea de-a doua zonă este dată de intervalele $-\frac{2\pi}{a}<k<-\frac{\pi}{a}$ și $\frac{\pi}{a}<k<\frac{2\pi}{a}$ la un loc, intervalele $-\frac{3\pi}{a}<k<-\frac{2\pi}{a}$ și $\frac{2\pi}{a}<k<\frac{3\pi}{a}$ vor da împreună a treia zonă Brillouin și așa mai departe.

În cazul tridimensional, cînd potențialul selfconsistent este o funcție periodică de x, y, z, adică are forma:

$$U(x,y,z) = U(x+a, y+a, z+a) \qquad 1.2.56$$

Scanned with CamScanner

funcţiile Bloch sînt unde plane de forma :

$$\Psi_k(\mathbf{r}) = u(\mathbf{r})\, e^{ikr} \qquad 1.2.57$$

Prima zonă Brillouin va cuprinde cel mai compact volum în spaţiul vectorilor **k** (sau al cvasiimpulsurilor **p**), cu centrul lîngă punctul $k=0$, volum care conţine toate valorile lui k diferite între ele. În cazul unei reţele cubice simple, prima zonă Brillouin reprezintă un cub cu centrul în origine, cu feţele paralele la planele de coordonate, şi avînd latura egală cu $\frac{2\pi}{a}$ (după $k=\left|\frac{2\pi}{a}\right|$, apare prima discontinuitate, „ruptură" de energie). În plan (reţea cristalină bidimensională) această primă zonă este un pătrat de latură $\frac{2\pi}{a}$, cu centrul în originea axelor, în spaţiul k (fig. 10).

Deci, în spaţiul **k** (sau **p**) graniţele care determină zonele de energie permisă (deci suprafeţele pe care apare o „ruptură" a energiei) închid în ele zonele Brillouin. Cum această „rupere" a continuităţii valorilor energiei apare cînd este satisfăcută legea Wulff-Bragg, înseamnă că planele care limitează zonele Brillouin, sînt plane pe care este posibilă o reflexie selectivă de tip Bragg a undelor electronice. Deci graniţele zonei Brillouin, ca şi marginea curbei $E=E(k)$ satisfac condiţia de reflexie Bragg :

$$2a = \lambda = \frac{1}{k} \qquad 1.2.58$$

unde a — reprezintă distanţa între atomi. Aceasta înseamnă că zona Brillouin va avea simetria reţelei inverse şi anume, în direcţiile în care distanţa între atomi a este mare, distanţa între origine şi graniţele zonei Brillouin (în spaţiul k) va fi mică şi invers (v. 1.2.58).

Se pot construi zone Brillouin oricît de multe. Volumele lor sînt egale şi fiecare este egal cu volumul primei zone, care la rîndu-i, este egal cu volumul celulei elementare în reţeaua cristalină inversă. În oricare zonă Brillouin se află N stări energetice (fără considerarea spinului electronilor). Întrucît în unitatea de volum din spaţiul **k** se află $\frac{V}{8\pi^3}$ stări, atunci volumele zonelor Brillouin vor fi egale cu $N : \frac{V}{8\pi^3} = \frac{8\pi^3 N}{V}$, fiind egale între ele [4]. (S-a considerat cazul reţelei cubice, unde $V=a^3$; în acest caz prima zonă Brillouin, un cub cu latura $\frac{2\pi}{a}$, va avea un volum egal cu $\frac{8\pi^3}{V}$, volum care va fi acelaşi şi pentru celelalte zone

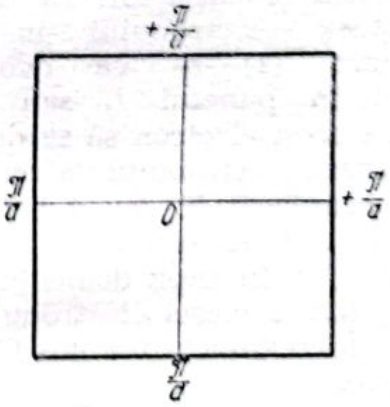


Fig. 10. — Prima zonă Brillouin pentru reţeaua cubică simplă (proiecţie în plan).

Scanned with CamScanner

Brillouin. Numărul stărilor energetice cuprinse în unitatea de volum va fi deci $\frac{V}{8\pi^3}$).

Formele zonelor Brillouin sînt diferite pentru diferite cristale și, în general, sînt foarte complexe. În cazul cel mai simplu, al rețelei cubice, în care prima zonă este foarte simplă, celelalte zone Brillouin sînt totuși foarte complicate. Zona a doua este cuprinsă între prima zonă — un cub — și între un dodecaedru romboidal, circumscris cubului precedent și intersectează axele de coordonate în punctele :

$$\left(0, \frac{2\pi}{a}, 0\right); \left(0, -\frac{2\pi}{a}, 0\right); \left(0, 0, \frac{2\pi}{a}\right); \left(\frac{2\pi}{a}, 0, 0\right); \left(-\frac{2\pi}{a}, 0, 0\right) \text{ și } \left(0, 0, -\frac{2\pi}{a}\right).$$

Zonele următoare sînt mărginite de poliedre regulate din ce în ce mai complicate, avînd o dispoziție concentrică față de originea $k=0$.

Dacă pentru expresia energiei cinetice a electronului,

$$E = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{(mv)^2}{2m} \qquad 1.2.59$$

se efectuează derivata în raport cu impulsul, rezultă

$$\frac{dE}{d(mv)} = \frac{mv}{m} = v \qquad 1.2.60$$

care reprezintă panta curbei $E=f(p)$ iar derivata a doua :

$$\frac{d^2E}{d(mv)^2} = \frac{1}{m} \qquad 1.2.61$$

reprezintă curbura curbei respective. Deci panta curbei $E=f(p)$ dă viteza electronului, care ocupă nivelul energetic permis, în locul unde se consideră această pantă, iar curbura curbei în locul respectiv este inversul mărimii masei electronului. În cazul mișcării electronilor în cristal, dependența $E=f(p)$ (sau $E=f(k)$) este caracterizată prin salturi ale energiei, în locul unde $k=n\frac{\pi}{a}$. Este evident că în apropierea punctelor unde au loc aceste salturi energetice, comportarea electronilor, în ceea ce privește viteza și masa lor, va fi deosebit de interesantă. De exemplu comportarea electronului în punctul P din figura 9, *a* (v. și figura 11) se va deosebi de comportarea pe care ar avea-o el în punctul L sau O. Dacă impulsul electronului crește astfel ca acest electron să se deplaseze pe un nivel superior (adică în S), atunci viteza electronului va scade deoarece panta curbei $E=f(mv)$ în S este mai mică decît în punctul P. Aceasta poate avea loc numai dacă masa electronului este negativă. Într-adevăr valoarea negativă a curburii curbei $E=f(k)$ în acest domeniu (în jurul punctului P) coincide cu valoarea negativă a masei electronului care se mișcă în regiunea respectivă a zonei.

În regiunea din jurul punctului O (fig. 11, *a*) derivata a doua a energiei va avea o valoare pozitivă, deoarece curbura în acest punct $\left(\text{curbură dată de } \frac{d^2E}{dk^2}\right)$ este pozitivă. În acest caz masa electronului este pozitivă.

Scanned with CamScanner

Această comportare diferită a electronilor în mişcarea lor în cristal (masă negativă în partea superioară a zonelor şi masă pozitivă, normală, în partea inferioară a zonelor energetice), a condus la definirea unei mase efective a electronului. Expresia ei rezultă în urma derivării de două ori a energiei electronului, în raport cu cvasiimpulsul **p** care caracterizează mişcarea electronului în cristal. Într-adevăr s-a arătat că:

$$\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k} \qquad 1.2.62$$

Viteza medie de mişcare a electronului în cîmpul periodic al cristalului este dată de :

$$\langle v \rangle = \frac{dE}{dp} = \frac{1}{\hbar}\frac{dE}{dk} \qquad 1.2.63$$

sau :

$$\mathbf{v}\,(v_x, v_y, v_z) = \frac{1}{\hbar}\left(\frac{\partial E}{\partial k_x}, \frac{\partial E}{\partial k_y}, \frac{\partial E}{\partial k_z}\right)$$

Dacă electronul este plasat într-un cîmp electric, energia lui şi deci şi valoarea cvasiimpulsului se vor modifica. Legea de variaţie a cvasiimpulsului va fi :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F} \qquad 1.2.64$$

conform legii a doua din mecanica newtoniană. Notînd masa efectivă prin m^*, cvasiimpulsul va fi dat de :

$$\mathbf{p} = m^* \langle \mathbf{v} \rangle \qquad 1.2.65$$

deci

$$\frac{d\langle \mathbf{v} \rangle}{dt} = \frac{\mathbf{F}}{m^*} \qquad 1.2.66$$

Ţinînd seama de 1.2.63, expresia 1.2.65 devine :

$$\mathbf{p} = m^* \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{dE}{dk} = m^* \frac{dE}{dp} \qquad 1.2.67$$

Derivînd încă o dată în raport cu **p**, rezultă :

$$1 = m^* \frac{d}{dp}\left(\frac{dE}{dp}\right) = m^* \frac{d^2E}{dp^2} = m^* \frac{1}{\hbar^2}\frac{d^2E}{dk^2}$$

De aici :

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2}\frac{d^2E}{dk^2} = \frac{1}{\hbar^2}\begin{pmatrix} \frac{\partial^2 E}{\partial k_x^2} & \frac{\partial^2 E}{\partial k_x \partial k_y} & \frac{\partial^2 E}{\partial k_x \partial k_z} \\ \frac{\partial^2 E}{\partial k_y \partial k_x} & \frac{\partial^2 E}{\partial k_y^2} & \frac{\partial^2 E}{\partial k_y \partial k_z} \\ \frac{\partial^2 E}{\partial k_z \partial k_x} & \frac{\partial^2 E}{\partial k_z \partial k_y} & \frac{\partial^2 E}{\partial k_z^2} \end{pmatrix} \qquad 1.2.68$$

o matrice a cărei valoare depinde de direcţia în spaţiul **k**.

Scanned with CamScanner

Mărimea inversă a masei efective m^* se definește, după cum se vede din 1.2.68, ca un tensor de ordinul doi. El se mai poate scrie și sub forma :

$$\frac{1}{m^*} = \begin{pmatrix} \frac{1}{m_{xx}} & \frac{1}{m_{xy}} & \frac{1}{m_{xz}} \\ \frac{1}{m_{yx}} & \frac{1}{m_{yy}} & \frac{1}{m_{yz}} \\ \frac{1}{m_{zx}} & \frac{1}{m_{zy}} & \frac{1}{m_{zz}} \end{pmatrix} \qquad 1.2.69$$

unde, de exemplu,

$$\frac{1}{m_{xy}} = \frac{\partial^2 E}{\partial p_x \partial p_y} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k_x \partial k_y}, \text{ etc.} \qquad 1.2.70$$

Expresia pentru accelerația electronului rezultă din relația :

$$\mathbf{a} = \frac{1}{m^*} \mathbf{F} \qquad 1.2.71$$

unde $\mathbf{F}$ reprezintă forța aplicată din exterior (prin aplicarea unui cîmp electric, de exemplu).

Desfăcînd după componentele forței rezultă :

$$a_x = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k_x^2} F_x + \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k_x \partial k_y} F_y + \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k_x \partial k_z} F_z \qquad 1.2.72$$

sau :

$$a_x = \frac{1}{m_{xx}} F_x + \frac{1}{m_{xy}} F_y + \frac{1}{m_{xz}} F_z$$

adică direcțiile lui $\mathbf{a}$ și $\mathbf{F}$ nu coincid (componentele celelalte ale accelerației a_y, a_z, se află înmulțind matricea $\frac{1}{m^*}$ cu matricea lui $\mathbf{F}(F_x, F_y, F_z)$.

Din relația :

$$\mathbf{a} = \frac{\mathbf{F}}{m^*} \qquad 1.2.73$$

se vede că atunci cînd $m^* < 0$, accelerația electronului are loc în sens contrar sensului forței $\mathbf{F}$. Cum $\mathbf{F} = e\mathbf{E}$, rezultă :

$$\mathbf{a} = \frac{e\mathbf{E}}{m^*}, \qquad 1.2.74$$

Deoarece $e < 0$, în cazul $m^* < 0$, rezultă că accelerația are loc în sensul cîmpului, ca și cum ar fi accelerată o particulă pozitivă. Aceste „particule pozitive" sînt „golurile" în rețeaua cristalină, care, după cum s-a

Scanned with CamScanner

arătat, se mişcă în sens opus mişcării electronilor. În înţelesul de mai sus „golul" poate fi un electron care se mişcă în sens invers mersului normal al electronilor. Sensul mişcării normale a electronilor este acela cînd electronii se mişcă împotriva cîmpului, adică atunci cînd $m^*>0$. Aceasta se întîmplă de exemplu în jurul punctului O [vîrful parabolei care arată dependenţa $E = E(k)$], adică în regiunea care corespunde oarecum parabolei mişcării electronului liber.

Deci, se poate spune că în partea inferioară a zonelor se mişcă electronii (particule cu masă efectivă pozitivă), iar în partea superioară se mişcă în sens contrar, golurile (caracterizate prin masă efectivă negativă).

Masele efective pot fi deci fie de semn pozitiv, fie de semn negativ şi în general, diferă mult de masa de repaos m_0 a electronului în mişcarea liberă. Desigur, această masă trebuie considerată ca fiind raportul dintre intensitatea cîmpului care acţionează asupra electronului şi acceleraţia căpătată astfel de către acesta.

În figura 11 sînt date dependenţele energiei cinetice în funcţie de impuls, viteza electronului şi masa efectivă a acestuia în mişcarea sa prin cristal. În punctul P (punct de inflexiune), unde $\frac{d^2E}{dk^2}=0$ (ceea ce duce la $m^*=\infty$) masa efectivă se schimbă brusc de la valori pozitive foarte mari, la valori negative foarte ridicate şi mişcarea electronului înspre zonele superioare începe să se încetinească, deşi impulsul său continuă să crească (atît timp cît cîmpul **E** continuă să acţioneze). În punctul S electronul se opreşte deşi impulsul său are valoare maximă. În acest punct electronul suferă o reflexie Bragg şi se iveşte din nou pe parabolă în punctul S', unde din nou are impuls maxim şi viteză nulă (masa sa efectivă fiind în continuare negativă). Electronul începe să fie accelerat împotriva cîmpului şi coboară pe parabolă (adică pe nivele inferioare, mergînd spre mijlocul zonei). Cînd ajunge în punctul P', masa sa efectivă devine din nou pozitivă şi electronul se comportă normal mergînd împotriva cîmpului electric. Cît timp acţionează acest cîmp, el se va mişca în limitele acestei parabole, ca o particulă cu masă efectivă pozitivă între punctele $P'OP$ şi cu masă negativă în restul curbei (părţile superioare). Înlăturarea unuia din electronii care se mişcă în părţile superioare ale zonei, lasă în loc un „gol" caracterizat printr-o masă

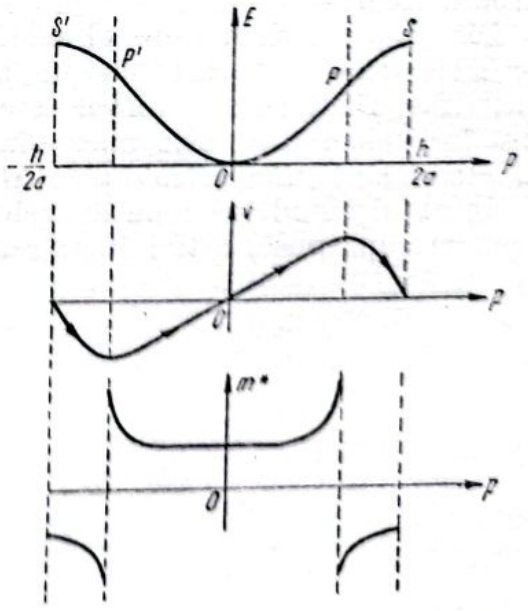


Fig. 11. — Energia, viteza şi masa efectivă a electronului în funcţie de impuls.

Scanned with CamScanner

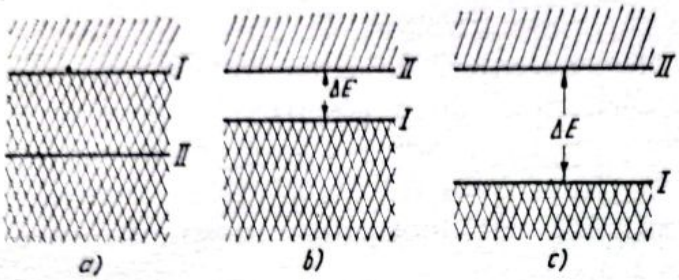


Fig. 12. — Structura energetică a unui metal *a*), semiconductor *b*) și dielectric *c*).

efectivă pozitivă și o sarcină pozitivă. (Masa pozitivă a golului apare, datorită valorii pozitive a sarcinii sale egală cu $+e$, deci din ecuația 1.2.74 rezultă $m_p^* > 0$.) Deci mișcarea golurilor în partea superioară a zonelor este tot atît de normală ca și mișcarea electronilor în partea inferioară.

Deoarece :

$$m^* = \frac{\hbar^2}{\left(\frac{d^2E}{dk^2}\right)} \qquad 1.2.75$$

se poate scrie expresia energiei în funcție de k introducînd în loc de m, pe m^* — masa efectivă :

$$E_k = \frac{\hbar^2}{2m^*} k^2 \qquad 1.2.76$$

pentru toate valorile lui k. Din expresia 1.2.75, se vede că $m^* \approx m_0$ numai în apropierea fundului celei mai inferioare zone (fig. 9), unde curba $E=E(k)$ pentru cristal aproape coincide cu parabola $E=E(k)$ pentru electronul liber.

Din punctul de vedere al teoriei zonelor, metalele, semiconductoarele și dielectricii sînt caracterizate prin valorile diferite ale lărgimii zonei interzise. Dacă acest interval este notat prin ΔE, atunci, în cazul dielectricilor valoarea sa este mare (în general >3 eV). Materialele semiconductoare sînt caracterizate prin $\Delta E < 3$ eV (fig. 12).

În cazul metalelor zona de valență și cea de conducție sînt, în general, parțial suprapuse, astfel încît nu există o zonă interzisă între ele.

Scanned with CamScanner

CAPITOLUL

2

Statistica purtătorilor de sarcini în semiconductori

2.1. Semiconductori intrinseci

Mișcarea electronilor în rețeaua cristalină poate fi ușor descrisă cu ajutorul tabloului zonelor de energii permise și interzise. Nivelele energetice corespunzătoare stărilor permise ale electronilor din cristal se vor afla numai în zonele permise, zonele interzise fiind lipsite de nivele de energie în cazul cristalelor curate, fără impurități. Ca și în cazul atomului izolat, unde un nivel energetic poate fi lipsit de electroni, sau poate fi parțial sau complet ocupat, tot așa pentru corpul solid zonele energetice pot avea diferite grade de ocupare sau pot fi complet goale. Pentru ca un electron să treacă dintr-o zonă în alta, superioară, între care există o zonă interzisă, este nevoie să i se comunice din exterior o energie mai mare sau cel puțin egală cu lărgimea energetică ΔE_0 a zonei interzise (fig. 13). Evident, prin plecarea electronului din zona de valență în zona de conducție (se iau în considerare doar aceste două zone și intervalul ΔE_0 dintre ele pentru explicarea fenomenelor fizice ce au loc în semiconductori), în locul de unde e plecat electronul va rămîne un „gol", o sarcină pozitivă, care se va mișca în interiorul zonei de valență. Așadar, mișcarea electronilor în zona de conducție este însoțită de mișcarea curentului de goluri în zona de valență. Cei doi curenți sînt de sens contrar și egali ca mărime, așa că în ansamblu suma lor va da un curent electric egal cu zero [5].

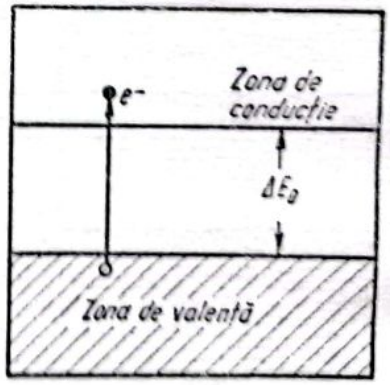


Fig. 13. Structura energetică a unui semiconductor intrinsec (fără nivele de impurități).

Întrucît în atomul izolat prin trecerea electronilor de pe nivelele inferioare pe nivelele superioare, atomul devine un atom excitat, se

poate spune că trecerea electronilor din zona de valență în zona de conducție, deci apariția efectului de conductibilitate, este caracteristică unei stări excitate a ansamblului cristalin.

Și pentru deplasarea electronilor în limitele unei zone (permise) este nevoie de cheltuirea unei energii, evident mult inferioară energiei ΔE_0, necesară pentru trecerea între zone. După cum s-a arătat, în interiorul unei zone nivelele energetice sînt foarte apropiate între ele.

Din punct de vedere al lărgimii și aspectului zonei interzise, semiconductorii pot fi intrinseci sau extrinseci (cu impurități). Semiconductorii intrinseci nu posedă nivele adiționale în interiorul zonei interzise ; în general la acești semiconductori distanța între zona de valență și cea de conducție este suficient de mică, încît electronii pot trece din zona normală în zona de conducție sub acțiunea unui cîmp electric slab, sau sub influența unor factori externi (temperatură, lumină etc.), de mică intensitate.

Semiconductorii cu impurități (sau extrinseci) sînt caracterizați prin prezența unor nivele energetice suplimentare („adiționale"), dispuse în zona interzisă la o distanță variabilă față de marginea superioară a zonei normale, sau de marginea inferioară a zonei de conducție. Aceste nivele corespund impurităților conținute în rețeaua de bază a semiconductorului real cum și imperfecțiunilor cristaline de diferite tipuri. Prin imperfecțiuni pot fi înțelese defectele rețelei cristaline, atomi străini în cristal, prezența de atomi ai rețelei de bază în alte locuri decît cele corespunzătoare cristalului ideal (de exemplu, se află între noduri), lipsa de atomi în nodurile rețelei cristaline etc. În general, în funcție de gradul lor de electronegativitate aceste impurități pot capta electroni din zona de valență sau pot elibera electroni care la rîndu-le trec în zona de conducție. Primul tip de centre de impurități se mai numesc centre acceptoare, iar al doilea tip poartă denumirea de centre donoare. Nivelele lor energetice se situează în zona interzisă așa cum este arătat în figura 14, adică nivelele donoare se plasează în apropierea fundului zonei de conducție, iar cele acceptoare în apropierea marginii superioare a zonei de valență. Întrucît numărul centrelor de impurități este mic în comparație cu atomii rețelei cristaline de bază, ele vor fi situate la distanțe relativ mari unul de altul, ca atare interacțiunea lor reciprocă e mică. În consecință nivelele lor energetice vor păstra caracterul de îngustime, așa cum se vede și în figură. Dacă numărul centrelor de impurități e ridicat, interacțiunea între ele va crește și ca atare nivelele adiționale vor căpăta alura unor benzi energetice (este adevărat mult mai înguste decît benzile energetice ale cristalului de bază), dis-

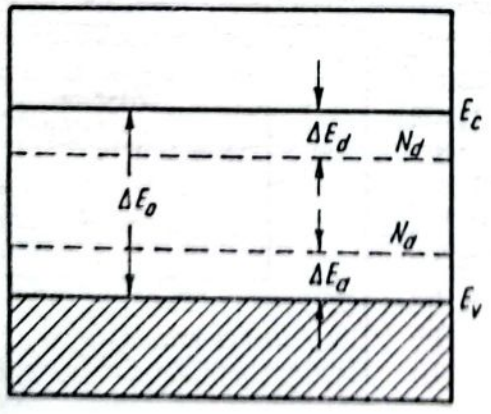


Fig. 14. — Schema energetică a unui semiconductor cu impurități; N_a — nivele donoare, N_d — nivele acceptoare.

Scanned with CamScanner

puse în interiorul zonei interzise. În anumite condiții, sub influența unui cîmp electric exterior, electronii pot să se miște chiar în interiorul unei astfel de „zone", rezultînd și o conductibilitate pe centrele de impurități.

Semiconductorii pot fi caracterizați prin prezența în zona lor interzisă numai a nivelelor donoare, ori numai a nivelelor acceptoare, sau pot să aibă ambele tipuri de nivele adiționale.

În semiconductorii cu nivele donoare, toți electronii de valență ai tuturor atomilor impuritate de același tip se află pe aceste nivele situate aproape de marginea inferioară a zonei de conducție. Cînd se intervine din exterior (prin căldură, lumină) acești electroni capătă o energie ΔE_d suficientă pentru a trece de pe aceste nivele, în zona de conducție. Astfel aceste nivele donoare cedează (donează) electronii care vor participa în procesul de conductibilitate electrică (fig. 15), iar semiconductorul se numește semiconductor donor sau de tip **n** (de la cuvîntul „negative").

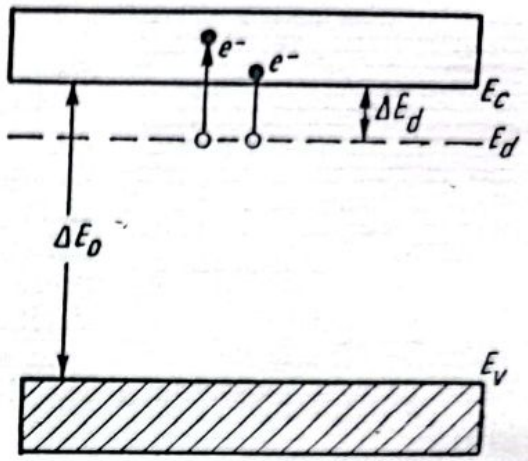


Fig. 15. — Schema trecerii electronilor de pe nivelele donoare în zona de conducție.

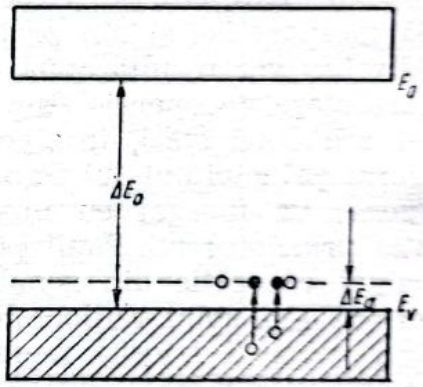


Fig. 16. — Schema trecerii electronilor din zona de valență pe nivelele acceptoare.

În cazul semiconductorului cu nivele acceptoare, în apropierea marginii superioare a zonei de valență, vor fi situate nivelele goale, neocupate ale atomilor de impuritate de același tip (fig. 16). Dacă se acționează din exterior cu un factor excitator (căldură, lumină), electronii din zona de valență vor fi aruncați pe aceste nivele goale rămînînd acolo. Electroconductibilitatea va fi în acest caz asigurată prin mișcarea golurilor în cadrul zonei de valență, deci semiconductorul va fi caracterizat printr-o conducție la care participă purtătorii de sarcini pozitive (goluri). Acest tip de semiconductor se mai numește și semiconductor de tip **p**. Evident, în cazul celor două tipuri de conductibilități descrise mai sus, se presupune că aportul conductibilității proprii (intrinseci) este foarte mic sau inexistent. Electroconductibilitatea proprie intervine pentru domeniul temperaturilor ridicate (în general, în cazul acțiunilor excitatoare externe suficient de puternice), cînd electronii pot trece direct din zona de valență în zona de conducție, peste intervalul energetic $\Delta E_0 \gg \Delta E_d$ (sau $\Delta E_0 \gg \Delta E_a$).

Stările unui electron pot fi descrise cu ajutorul a patru mărimi : energia E a electronului caracterizată prin numărul cuantic principal n,

Scanned with CamScanner

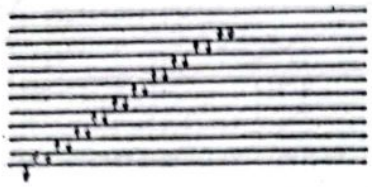


Fig. 17. Schema distribuției electronilor pe nivelele energetice, conform principiului lui Pauli.

momentul cantității de mișcare $|\mathbf{M}|$ caracterizat prin numărul cuantic l, proiecția momentului cantității de mișcare pe o direcție (de exemplu după axa oz), caracterizată prin numărul cuantic m_l și momentul magnetic de spin, caracterizat prin numărul cuantic de spin m_s.

Pentru stări caracterizate prin cele patru numere cuantice, principiul lui Pauli nu admite decît un singur electron. În stările caracterizate prin numerele cuantice n, l și m_l, principiul lui Pauli admite existența a doi electroni care au spinii orientați în sensuri opuse.

Numărul stărilor energetice în atom cînd sînt cunoscute numerele cuantice n și l este dat de $2(2l+1)$. Considerînd că în cristal sînt N atomi, va rezulta un număr total de stări egal cu $2(2l+1)N$. În fiecare zonă permisă vor fi N subnivele, pe fiecare nivel existînd, conform principiului lui Pauli, cîte doi electroni, cu spini antiparaleli (fig. 17). De altfel, acest lucru reiese și din proporționalitatea $E \sim k^2$, adică în reprezentarea lui $E=f(k)$ vor rezulta două valori ale lui k pentru aceeași energie. Deci fiecare stare de energie este de două ori degenerată, adică fiecare subnivel are două stări, în fiecare stare putîndu-se afla cîte un electron, conform principiului lui Pauli. În concluzie, numărul stărilor energetice în zone, va fi egal cu numărul stărilor atomului liber. Deci pentru cristal principiul lui Pauli poate avea următoarea formulare: pe fiecare subnivel energetic din zonele permise nu pot exista mai mult de doi electroni (cu spini antiparaleli). Deci dacă zona este complet ocupată, ea nu poate fi folosită pentru conducția electronilor deoarece, conform principiului lui Pauli, alți electroni nu mai pot veni pe stările ei.

Numărul stărilor $N(E)$ cuprinse în unitatea de volum, pentru intervalul de energie egal cu unitatea, se numește densitatea stărilor de energie. Cunoscînd această mărime și probabilitatea de ocupare a stărilor se poate calcula energia medie a electronilor.

Dacă se consideră un cristal al cărui volum este egal cu unitatea, atunci densitatea stărilor de energie $N(E)$ este dată de:

$$N(E) = \frac{dS}{dE} \qquad 2.1.1$$

unde dS reprezintă numărul stărilor cuantice, energiile cărora sînt cuprinse în dE (adică în intervalul de la E la $E+dE$). În acest caz, acest număr este proporțional cu intervalul dE, coeficientul de proporționalitate fiind $N(E)$:

$$dS = N(E) \cdot dE \qquad 2.1.2$$

Aceasta se referă la unitatea de volum din cristal. Numărul de stări pentru intervalul de energie egal cu unitatea, cuprinse în cristalul de volum V va fi evident egal cu produsul între densitatea stărilor de energie și volumul V, adică va fi egal cu $V \cdot N(E)$.

Scanned with CamScanner

Dacă energia E corespunde unuia din nivelele cuprinse în zonele permise, atunci $N(E)\neq 0$, dar dacă nivelul corespunzător se află într-una din zonele interzise, atunci evident $N(E)=0$.

Pentru a putea calcula pe dS, se va lua în considerare așa-numitul spațiu al fazelor (spațiul impulsurilor și coordonatelor electronilor).

Aria unei secțiuni-unitate în spațiul cvasiimpulsurilor (în care se consideră starea electronului), va fi conform figurii 18 egală cu $\Delta p_x \cdot \Delta p_y$. Volumul celei mai mici celule din acest spațiu va fi dat de $\Delta p_x \cdot \Delta p_y \cdot \Delta p_z$.

Pe de altă parte (v. 1.2.30) :

$$p_x = \hbar k_x = \frac{2\pi\hbar}{L} n = \frac{h}{L} n \qquad 2.1.3$$

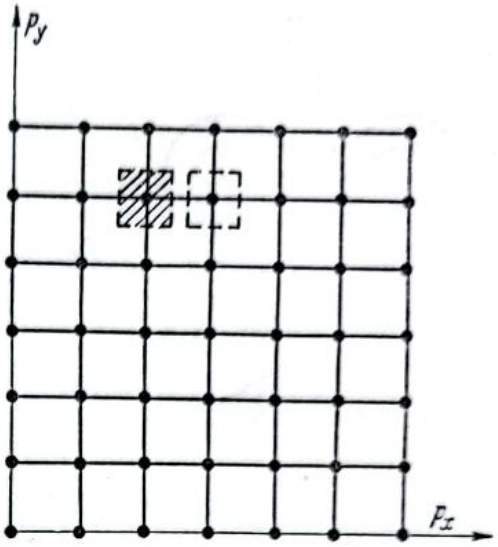


Fig. 18. — Reprezentarea schematică a unei secțiuni în spațiul cvasiimpulsurilor (reprezentare în plan).

Avînd în vedere caracterul de variație al lui n se poate scrie că :

$$\Delta p_x = \frac{h}{L} \Delta n = \frac{h}{L} \qquad 2.1.4$$

deoarece $\Delta n = 1$;

$\frac{\hbar}{L}$ — reprezintă valoarea cea mai mică a impulsului. Același caracter de variație va fi și pentru p_y și pentru p_z. Datorită caracterului discret al lui n (deci și a valorilor lui $\mathbf{k}$), valorile cvasiimpulsului (deci și ale energiei) în cristal vor fi discrete. În figura de mai sus stările staționare sînt determinate de punctele de intersecție ale valorilor k_x, k_y. În spațiu aceste stări vor fi determinate de o intersecție a suprafețelor (în cazul luat mai sus, a planelor).

Aproximînd Δp_x cu dp_x etc. (deoarece Δp_x, Δp_y ... sînt suficient de mici) volumul elementar în spațiul impulsurilor în unitatea de volum a cristalului, se exprimă prin :

$$dp_x\, dp_y\, dp_z = \frac{h^3}{V} \qquad 2.1.5$$

deoarece $L^3 = V$, reprezintă volumul cristalului.

Suprafețele izoenergetice $E=\text{const.}$ și $E+dE=\text{const.}$, cuprind între ele un volum oarecare δV_E în spațiul cvasiimpulsurilor (fig. 19). Dacă suprafețele de energie constantă se presupun ca fiind sferice, atunci intervalului de energie dE, îi va corespunde în spațiul cvasiimpulsurilor volumul unui strat sferic (fig. 20) :

$$\delta V_E = 4\pi p^2 \cdot dp \qquad 2.1.6$$

Scanned with CamScanner

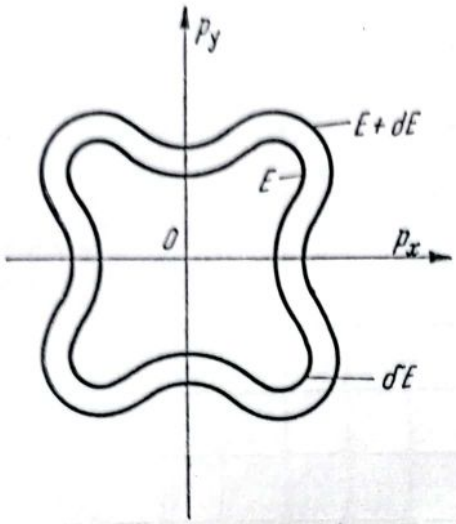


Fig. 19. — Reprezentarea schematică a suprafețelor izoenergetice E și dE, în spațiul cvasiimpulsurilor.

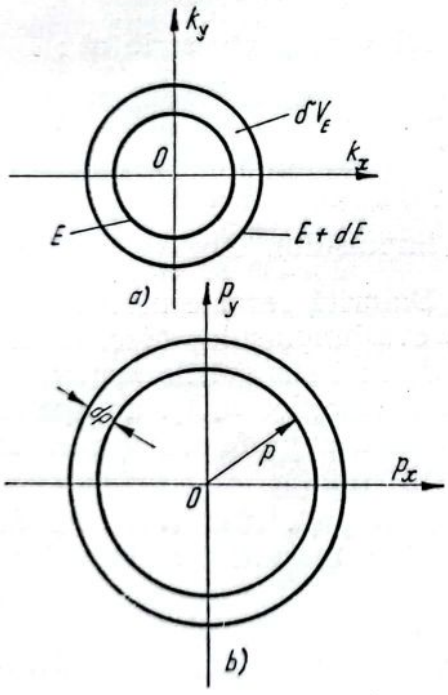


Fig. 20. — Calculul volumului V_E din spațiul fazelor.

În volumul elementar din spațiul fazelor, numărul de stări va fi deci :

$$\frac{\delta V_E}{\Delta V_p} \qquad 2.1.7$$

unde :

$$\Delta Vp = dp_x\, dp_y\, dp_z = \frac{h^3}{V}$$

Numărul de stări din unitatea de volum material al cristalului este :

$$\frac{\delta V_E}{\Delta V_p} \cdot \frac{1}{V} \qquad 2.1.8$$

și va fi egal cu dS, în cazul cînd în cea mai mică celulă de volum elementar din spațiul cvasiimpulsurilor (adică în volumul $\frac{h^3}{V}$) care corespunde unei singure stări cuantice ar exista doar un singur electron. Conform principiului lui Pauli într-o asemenea stare există doi electroni, cu spini antiparaleli (pentru fiecare stare energetică sînt două valori ale lui k). Rezultă deci că în expresia 2.1.8 trebuie înmulțit cu cifra 2 (doi electroni) ; în acest caz :

$$dS = 2\,\frac{\delta V_E}{\Delta Vp} \cdot \frac{1}{V} \qquad 2.1.9$$

$$dS = 2\,\frac{\delta V_E}{\frac{h^3}{V}}\,\frac{1}{V} = \frac{2}{h^3}\,dV_E \qquad 2.1.10$$

(Se poate aproxima, în cazul intervalelor foarte mici că $\delta V_E \approx dV_E$.)

Pe de altă parte $dS = N(E) \cdot dE$. Deci :

$$N(E) = \frac{dS}{dE} = \frac{2}{h^3} \cdot \frac{dV_E}{dE} \qquad 2.1.11$$

Rezultă că pentru a afla densitatea $N(E)$ a stărilor cuantice pe care se distribuie electroni, trebuie să se cunoască volumele dV_E, adică ecuațiile suprafețelor izoenergetice din cristal. În apropierea fundului zonei

Scanned with CamScanner

energetice (de conducție) aceste suprafețe au un aspect obișnuit de sfere (fig. 20) [4, 5] :

$$E = E_c + \frac{p^2}{2m_n} \qquad 2.1.12$$

unde :

E_c — este energia marginii inferioare a zonei de conducție,

m_n — masa efectivă a electronului în apropierea fundului zonei de conducție.

Diferențiind expresia 2.1.12 rezultă :

$$dE = \frac{p}{m_n} dp \qquad 2.1.13$$

În cazul suprafețelor izoenergetice sferice, s-a arătat că volumul unei pături sferice de grosime („înălțime") dp este $dV_E = 4\pi p^2 \cdot dp$. Ținînd seama că din 2.1.13 $p \cdot dp = m_n dE$, rezultă pentru dV_E expresia :

$$dV_E = 4\pi \cdot p \cdot m_n \, dE \qquad 2.1.14$$

Înlocuind cvasiimpulsul p prin expresia sa $\sqrt{2m_n (E - E_c)}$ din 2.1.12, se ajunge la :

$$dV_E = 4\pi \sqrt{2m_n (E - E_c)} \; m_n \cdot dE \qquad 2.1.15$$

sau :

$$dV_E = 4\pi \cdot 2^{1/2} m_n^{3/2} \cdot (E - E_c)^{1/2} \cdot dE \qquad 2.1.16$$

Făcînd înlocuirile rezultă pentru dS expresia :

$$dS = \frac{2}{h^3} \cdot 4\pi \cdot 2^{1/2} \cdot m_n^{3/2} \cdot (E - E_c)^{1/2} \cdot dE \qquad 2.1.17$$

iar pentru $N(E)$:

$$N(E) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \qquad 2.1.18$$

Aceasta este expresia care determină numărul stărilor cuantice pe unitatea de volum a semiconductorului în unitatea de interval energetic dE, pentru cazul cînd energiile considerate depășesc valoarea energiei E_c, corespunzătoare marginii inferioare a zonei de conducție. Integrînd expresia 2.1.18 pe toată lărgimea zonei de conducție (adică între E_c și E_{max}) se poate afla numărul stărilor din zona de conducție a căror energie este mai mică decît E_{max} :

$$\int_{E_c}^{E_{max}} N(E) \cdot dE = \frac{8\pi}{3h^3} (2m_n)^{3/2} (E_{max} - E_c)^{3/2} = 4{,}5 \cdot 10^{21} (E_{max} - E_c)^{3/2} \qquad 2.1.19$$

Scanned with CamScanner

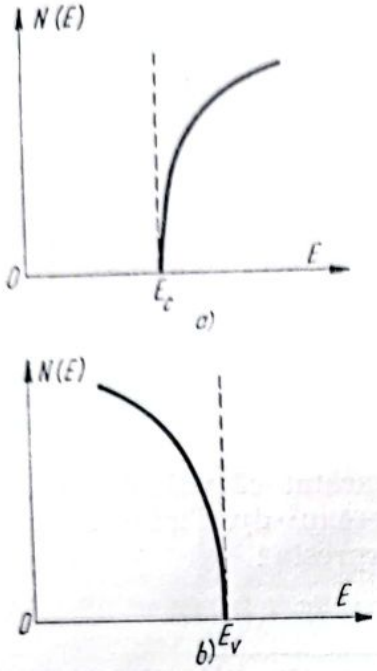


Fig. 21. — Distribuția stărilor cuantice pe energii
a — în zona de conducție; *b* — în zona de valență.

Prin considerații analoage cu cele făcute pînă acum se poate calcula numărul de stări cuantice pe unitatea de volum a cristalului, în apropierea marginii superioare E_v a zonei de valență :

$$N'(E) = \frac{4\pi}{h^3}(2m_p)^{3/2}(E_v - E)^{1/2} \qquad 2.1.20$$

Din relațiile 2.1.18 și 2.1.20 se vede că distribuția stărilor cuantice pe energii reprezintă o dependență parabolică (fig. 21).

Pentru reprezentarea în care pe abscisă se ia $N(E)$, pentru o pereche de zone rezultă graficul din figura 22. În cazul general, pentru mai multe zone energetice, graficul va avea alura din figura 23.

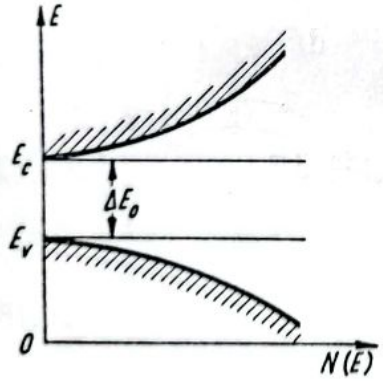
Densitatea stărilor cuantice în nivelele de impurități se exprimă cu ajutorul funcției δ :

$$N(E) = N_d\delta(E - E_d), \qquad 2.1.21$$

$$N'(E) = N_a\delta(E - E_a) \qquad 2.1.22$$

unde N_d și N_a reprezintă concentrația atomilor donori și acceptori, iar funcția δ are proprietatea care o definește :

$$\delta(E - E_i) = \begin{cases} 0 \text{ pentru } E \neq E_i \\ 1 \text{ pentru } E = E_i \end{cases}$$



F 2. — Dependența densi stărilor cuantice în funcție de energie pentru un semiconductor.

unde E_i poate fi E_d sau E_a. În acest caz, numărul de stări $N(E)$ din 2.1.21 și 2.1.22 este egal cu N_d pentru $E=E_d$ și respectiv N_a pentru $E=E_a$.

Expresiile 2.1.18 și 2.1.20 exprimă numărul stărilor cuantice în care se pot afla electronii în zona de conducție și respectiv golurile în zona de valență. Pentru calculul concentrației electronilor (și respectiv a golurilor), în zonele energetice, este necesar să se determine partea de nivele cuantice ocupate de purtători. Această parte se află înmulțind probabilitatea de ocupare a acestor stări, cu numărul total $N(E)$ al stărilor cuantice.

Din mecanica statistică se știe că un sistem de particule poate să fie descris cu ajutorul unei funcții de distribuție a acestor particule după energii. Evident că aceste funcții vor depinde și de temperatură, adică sînt de forma $f(E, T)$. Ele exprimă probabilitatea ca un nivel de

Scanned with CamScanner

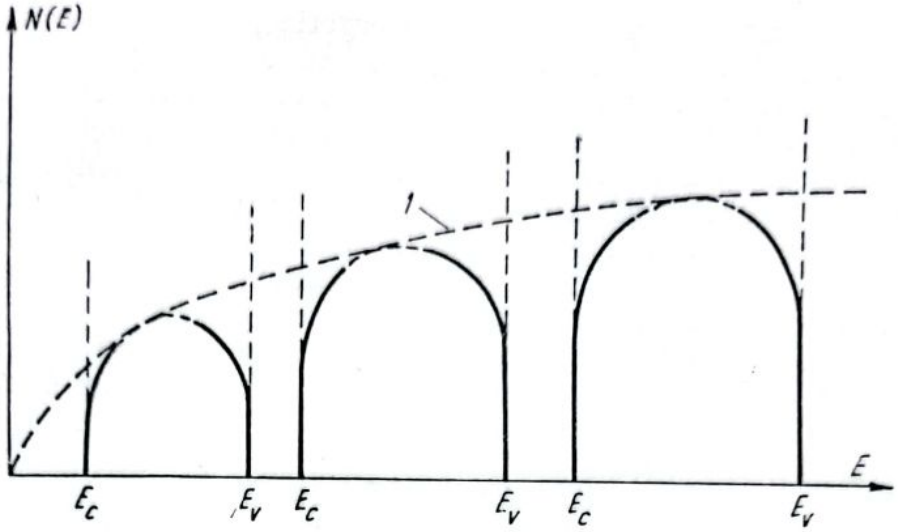


Fig. 23. — Distribuția stărilor cuantice pe energii, pentru un număr mare de zone; 1—curba electronilor liberi.

energie E la o anumită temperatură T să fie ocupat, în cazul de față de un electron.

De obicei, pentru cercetarea problemelor legate de proprietățile electrice ale semiconductorilor se folosesc distribuția Maxwell-Boltzman și distribuția Fermi-Dirac. În cazul cînd se studiază și alte proprietăți (termice, optice) se apelează uneori și la a treia formulă de distribuție a particulelor și anume la funcția de distribuție Bose-Einstein, care se aplică în general particulelor cu spin întreg sau zero (fononi, fotoni etc.). Această funcție de distribuție are forma :

$$f_B = \frac{1}{e^{\frac{E - E_B}{kT}} - 1} \qquad 2.1.23$$

Funcția de distribuție Fermi-Dirac are forma :

$$f_F(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E - E_F}{kT}} + 1} \qquad 2.1.24$$

și se aplică particulelor care, în general, au spin neîntreg, și se supun principiului lui Pauli (electroni, protoni, neutroni). Aceste două statistici se referă la sistemele de particule identice, spre deosebire de statistica Maxwell-Boltzman caracterizată prin funcția de distribuție :

$$f(E, T) = C \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \qquad 2.1.25$$

aplicabilă în cazul particulelor care pot să se deosebească între ele.

În funcție de temperatura sistemului, stările energetice pot fi mai mult sau mai puțin ocupate. La temperatura de zero absolut electronii

Scanned with CamScanner

se află pe cele mai inferioare nivele energetice, fiind supuși principiului lui Pauli (în fiecare nivel energetic nu se vor putea găsi decît cel mult doi electroni). În acest caz, toate nivelele energetice inferioare unui anumit nivel E_F, vor fi completate (cu cîte doi electroni) iar cele superioare vor fi goale. Evident că pentru $T \neq 0°K$, granița dintre nivelele complet ocupate și cele complet goale nu este bruscă, ci are o oarecare lărgime cuprinzînd un număr de nivele incomplet ocupate (sau incomplet goale). Pentru temperaturi diferite de zero absolut, sub acțiunea agitației termice electronii vor trece în stări energetice superioare. Numărul acestor electroni este cu atît mai mare cu cît e mai mare mărimea kT corespunzătoare valorii medii a energiei termice a unui oscilator liniar la temperatura T. O asemenea distribuție a electronilor este descrisă prin statistica Fermi-Dirac. Funcția 2.1.24 determină, în acest caz, probabilitatea ca stările caracterizate prin energia E, să fie ocupate, în condițiile echilibrului termodinamic. Din formula 2.1.24 reiese că funcția $f(E, T)$ poate avea valorile cuprinse numai între zero și unitate. Parametrul E_F (notat uneori și prin F) se numește *nivelul Fermi*. Din punct de vedere matematic se vede că dacă $T=0°K$, nivelul Fermi reprezintă energia maximă pe care o poate avea electronul în corpul solid. Pentru orice fel de valori ale temperaturii T, nivelul Fermi coincide cu nivelul energetic pentru care probabilitatea de a fi ocupat (sau neocupat) de un electron este de 50%. (Într-adevăr, din 2.1.24 pentru $E=E_F$, rezultă $f_n = f_p = \frac{1}{2}$ unde f_n — reprezintă funcția de distribuție Fermi-Dirac pentru electroni, iar f_p — funcția de distribuție Fermi-Dirac pentru goluri.)

Din punct de vedere fizic, nivelul Fermi reprezintă potențialul chimic al electronilor sistemului, luat pentru o singură particulă. Energia nivelului Fermi reprezintă creșterea energiei sistemului de particule cînd numărul acestora crește cu o unitate ; această energie este determinată deci de numărul total al particulelor considerate. Distribuția Fermi-Dirac este aplicabilă — pentru o temperatură dată — numai în condițiile echilibrului termodinamic.

În figura 24 este reprezentată funcția de distribuție Fermi-Dirac. Pentru temperatura de zero absolut ea este egală cu zero pentru toate valorile $E<F$ și egală cu unitatea pentru toate valorile $E>F$, adică toate stările cu energii $E<F$ sînt ocupate cu electroni iar toate stările cu energii $E>F$ sînt libere. Deci energia Fermi reprezintă energia egală numeric cu energia maximă pe care o pot avea electronii în metal pentru $T=0°K$. În cazul semiconductorilor, se știe că pentru temperatura egală cu zero absolut toate nivelele din zona de conducție sînt neocupate. Deci pentru semiconductori,

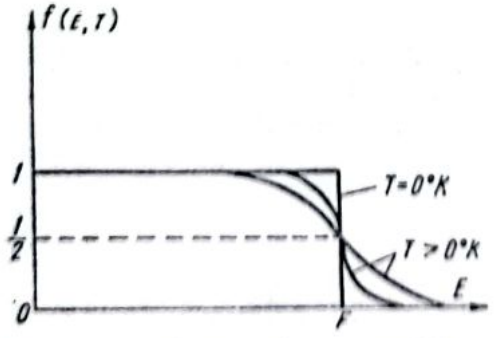


Fig. 24. — Reprezentarea grafică a funcției de distribuție Fermi-Dirac.

Scanned with CamScanner

nivelul Fermi se află sub nivelele zonei de conducție. Pe de altă parte, pentru $T=0°K$, toate nivelele din zona de valență sînt ocupate, deci toate nivelele acestei zone se vor afla *sub* nivelul Fermi. Din cele spuse mai sus rezultă că nivelul Fermi pentru semiconductori se află situat în zona interzisă. În cazul cînd semiconductorul este un semiconductor intrinsec, nivelul Fermi se va situa, după cum se va arăta mai departe, cam la jumătatea zonei interzise, la egală distanță de nivelele extreme ale zonelor permise.

Dacă se ridică temperatura, forma funcției $f(E, T)$ se va modifica așa cum se arată în figura 24. Probabilitatea electronilor de a se afla în zona de conducție începe să fie diferită de zero. La fel, diferă de zero probabilitatea ca în zona de valență să apară nivele libere. Aceste două probabilități fiind egale (prin plecarea unui electron în zona de conducție, în zona de valență rămîne un nivel liber), curba $f(E, T)$, va fi simetrică în raport cu punctul corespunzător valorii $f_n=f_p=\frac{1}{2}$, adică domeniul de trecere de la nivelele complet ocupate către nivelele complet libere se află de-o parte și de alta, simetric, față de nivelul Fermi. Acest domeniu are, după cum se vede în figura 25, o lărgime de ordinul a 2 kT sau 3 kT (la temperatura camerei $kT\simeq0{,}025$ eV).

Deci în cazul cînd temperatura corpului este mai mare decît zero, atunci pentru $E \ll F$, f are valoarea apropiată de unitate, pentru $E \gg F$, are valoarea apropiată de zero, iar pentru $E = F$ are valoarea egală cu 0,5 ; valoarea lui f se schimbă rapid de la 0 la 1 pentru variații ale energiei cu cîteva unități deasupra sau dedesubtul energiei F.

Pentru particulele care au umplut stările de energie E unde $E \gg F$ (și $T>0$), distribuția Fermi-Dirac trece în distribuția Maxwell-Boltzman. Într-adevăr, în acest caz ($E \gg F$), în expresia 2.1.24 unitatea se poate neglija în raport cu exponențiala (care are o valoare foarte mare) și $f(E, T)$ devine :

$$f(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E-F}{kT}} + 1} \approx e^{\frac{F}{kT}} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} = C \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \qquad 2.1.26$$

În acest caz, sistemul de particule se numește nedegenerat și este descris de funcția de distribuție Maxwell-Boltzman.

În cazul cînd aproximația de mai sus nu se poate face, sistemul se numește degenerat și pentru el se aplică statistica Fermi-Dirac.

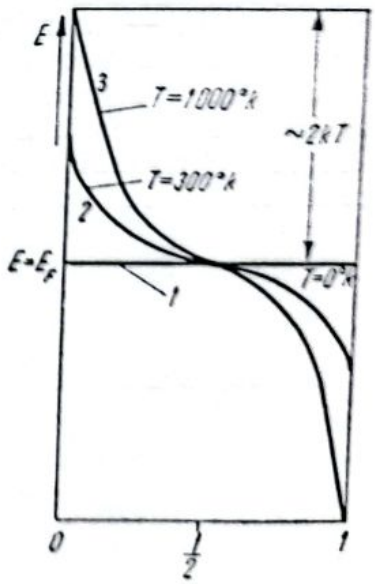


Fig. 25. — Graficul funcției Fermi-Dirac pentru $T = 0°K$ (curba 1), $T=300°K$ (curba 2) și $T = 1000°K$ (curba 3).

Scanned with CamScanner

2.1.1. Statistica purtătorilor în semiconductorii nedegeneraţi

Dacă se cunoaşte densitatea stărilor cuantice $N(E)$, atunci produsul $N(E)dE$ reprezintă numărul stărilor cuantice cuprinse în intervalul energetic dE, adică este egal cu dS. Acestea sînt stările care, în principiu pot fi ocupate de electroni dar, în general numărul electronilor poate fi mai mic (nu toate stările sînt ocupate). Pentru a afla numărul stărilor ocupate (şi deci şi concentraţia purtătorilor), se face produsul între numărul de stări dS şi probabilitatea ca un electron să se afle într-una din aceste stări, adică numărul stărilor ocupate este dat de produsul :

$$dn = dS \cdot f(E, T) \qquad 2.1.27$$

sau :

$$dn = N(E) \cdot f(E, T) \cdot dE \qquad 2.1.28$$

Relaţia care exprimă densitatea stărilor cuantice :

$$N(E) = \frac{4\pi (2m_n)^{3/2}}{h^3} (E - E_c)^{1/2}$$

este, în general vorbind, valabilă într-o fîşie îngustă de nivele energetice în apropiere (şi deasupra) zonei de conducţei. Pe de altă parte, majoritatea electronilor din zona de conducţie vor ocupa de asemenea nivelele cele mai joase (cele mai apropiate de E_c), astfel că aceste nivele ocupate formează o fîşie şi mai îngustă în comparaţie cu fîşia pentru care este valabilă expresia lui $N(E)$. Lăţimea acestei fîşii poate fi atunci considerată infinit de mică în comparaţie cu lăţimea zonei de conducţie. Dacă energiile corespunzătoare nivelelor extreme ale acestei zone sînt E_c — marginea inferioară şi E_{max} — marginea superioară, atunci pentru a afla numărul total al electronilor în zona de conducţie se va trece la integrarea expresiei 2.1.28 între E_c şi E_{max} sau, în urma consideraţiilor făcute mai sus, între E_c şi ∞. (Electronii se află pe nivele care formează o fîşie extrem de îngustă la marginea inferioară a zonei de conducţie.) În acest caz :

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N(E) \cdot f(E, T) \cdot dE \qquad 2.1.29$$

În cazul semiconductorului nedegenerat (normal), majoritatea electronilor se află în zona de valenţă, iar probabilitatea ca ei să se afle deasupra nivelului E_c, adică în zona de conducţie este foarte mică. Deci $f(E, T) \ll 1$, ceea ce conduce la $\frac{F - E}{kT} \gg 0$ (sau $F < E$), adică la statistica Maxwell-Boltzman. În acest caz 2.1.29 se scrie :

$$n = \int_{E_c}^{\infty} \frac{4\pi}{h^3} (2m_n)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \cdot e^{-\frac{E - F}{kT}} \cdot dE \qquad 2.1.30$$

Scanned with CamScanner

Reprezentarea grafică a mărimilor $N(E)$, a funcției $f(E, T)$ și a numărului de electroni în zona de conducție corespunzător unui interval energetic dE, este dată în figura 26. Se vede, din figură, că F se află sensibil la stînga de E_c (deoarece $F<E$, din condiția $\frac{E-F}{kT} \gg 0$).

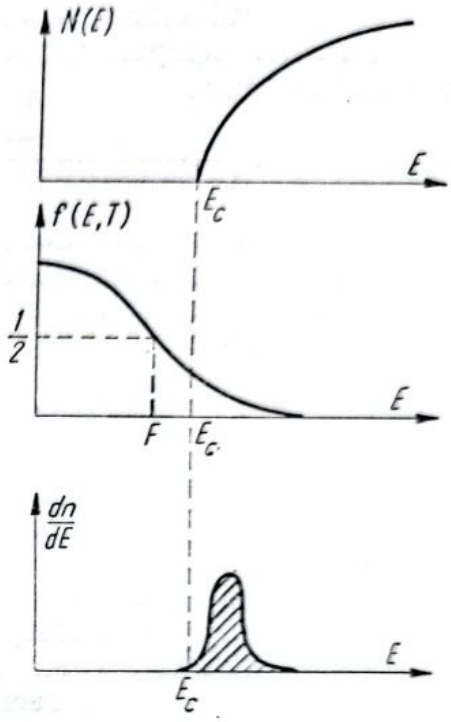


Fig. 26. — Calculul grafic al concentrației electronilor în zona de conducție pentru semiconductorii nedegenerați.

Scoțînd de sub integrală expresiile cu valoare constantă, 2.1.30 devine :

$$n = \frac{4\pi}{h^3}(2m_n)^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}} (kT)^{3/2} \times$$

$$\times \int_{E_c}^{\infty} \left(\frac{E - E_c}{kT}\right)^{1/2} e^{-\frac{E - E_c}{kT}} d\left(\frac{E - E_c}{kT}\right) \quad 2.1.31$$

Expresia $e^{-\frac{E-F}{kT}}$ a fost pusă sub forma :

$$e^{-\frac{E-F}{kT}} \cdot e^{\frac{E_c - E_c}{kT}} = e^{-\frac{E-E_c}{kT}} \cdot e^{\frac{F-E_c}{kT}}).$$

Dacă se notează $\frac{E-F_c}{kT}$ cu ξ rezultă :

$$n = \frac{4\pi}{h^3}(2m_n\, kT)^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}} \int_0^{\infty} \xi^{1/2} e^{-\xi} d\xi \quad 2.1.32$$

care este o integrală de tip Poisson și este egală cu $\frac{\sqrt{\pi}}{2}$. În acest caz, expresia 2.1.32 devine :

$$n = 2\left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}} \quad 2.1.33$$

Coeficientul 2 s-a adăugat pentru a lua în considerare posibilitatea ocupării fiecărui nivel electronic cu doi electroni. Notînd prin N_c coeficientul din fața exponențialei relația 2.1.33 devine :

$$n = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}} \quad 2.1.34$$

Mărimea $N_c = 2\left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2}$ reprezintă *numărul efectiv* al stărilor cuantice din zona de conducție. Se vede din 2.1.33 că N_c depinde de temperatură, adică pentru diferite temperaturi, *numărul efectiv* al stărilor

(deci și numărul efectiv n al purtătorilor) din zona de conducție, va fi diferit. Pentru temperatura camerei, de exemplu, (T=293°K) acest număr are valoarea :

$$N_c = 2\left(\frac{2 \cdot 3{,}14 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot 1{,}38 \cdot 10^{-16} \cdot 2{,}93 \cdot 10^{2}}{(6{,}6)^2\, 10^{-54}}\right)^{3/2} = 2{,}41 \cdot 10^{19}\ \frac{1}{\text{cm}^3}$$

(S-a considerat aici $m_n \simeq m_0$, masa normală a electronului.)

Pentru a calcula numărul de goluri în zona de valență se procedează în mod analog. În acest caz se va folosi densitatea stărilor cuantice $N'(E)$ pentru goluri :

$$N'(E) = \frac{4\pi}{h^3}(2m_p)^{3/2} \cdot (E_v - E)^{1/2}$$

și funcția de distribuție $f_p(E, T)$ pentru goluri.

Dacă f_n este probabilitatea ca o stare oarecare E să fie ocupată de un electron, atunci probabilitatea ca această stare *să nu fie ocupată* de electron este egală cu $1-f_n$ (deoarece pentru această stare nu sînt decît două posibilități, și anume, să fie sau să nu fie ocupată ; suma celor două posibilități este egală cu unitatea). Dar starea neocupată de electron reprezintă un gol, deci $1-f_n=f_p$ reprezintă probabilitatea ca starea respectivă să fie ocupată de un gol.

Evident, întotdeauna este adevărată relația :

$$f_n + f_p = 1 \qquad 2.1.35$$

Cunoscînd funcția de distribuție f_n a electronilor pe stări cuantice, se poate găsi funcția de distribuție a golurilor pe stările cuantice din zona de conducție :

$$f_p = 1 - f_n = 1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{E-F}{kT}}} = \frac{1 + e^{\frac{E-F}{kT}} - 1}{1 + e^{\frac{E-F}{kT}}} \qquad 2.1.36$$

Această relație se poate pune sub forma :

$$f_p = \frac{1}{1 + e^{\frac{F-E}{kT}}} \qquad 3.1.37$$

Cunoscînd distribuția stărilor cuantice pe energii se poate scrie :

$$dp = dS \cdot fp \qquad 2.1.38$$

$$dp = N'(E) \cdot f_p(E, T) \cdot dE$$

$$p = \int_{E_1}^{E_2} N'(E) \cdot f_p(E, T) \cdot dE \qquad 2.1.39$$

Scanned with CamScanner

Făcînd considerații similare cu cele din cazul electronilor (adică se consideră semiconductorul nedegenerat, număr mic de nivele ocupate de goluri în apropierea marginii superioare E_v a zonei de valență etc.), se ajunge la expresia :

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) \cdot f_p(E, T) \cdot dE = 2\left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{F - E_v}{kT}} \qquad 2.1.40$$

sau :

$$p = N_v \cdot e^{-\frac{F - E_v}{kT}} \qquad 2.1.41$$

unde $N_v = 2\left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{3/2}$, depinde de temperatură ca și N_c. Graficul expresiilor $N_v(E)$, $f_p(E, T)$ și $N_v(E) \cdot f_p$, în funcție de energie este arătat în figura 27.

Dacă se presupune și aici că în loc de masa efectivă a golului se ia masa m_0 de repaos a electronului, rezultă că la temperatura camerei ($T \simeq 293°K$) $N_v = 2{,}41 \cdot 10^{19}, \frac{1}{cm^3}$, adică este aceeași cu N_c.

Pentru semiconductorii intrinseci întotdeauna $n = p$, adică expresiile 2.1.34 și 2.1.41 sînt egale între ele. Considerînd că $m_p \simeq m_n$ se obține :

$$e^{-\frac{E_c - F}{kT}} = e^{-\frac{F - E_v}{kT}}$$

sau :

$$E_c - F = F - E_v$$

De unde :

$$F = \frac{E_c + E_v}{2} \qquad 2.1.42$$

adică pentru semiconductorii intrinseci nivelul Fermi se află la jumătatea distanței între E_c și E_v, adică la jumătatea zonei interzise.

În realitate însă egalitatea $m_n = m_p = m_0$ nu-i niciodată adevărată de aceea egalitatea :

$$N_c = N_v = 2\left(\frac{2\pi m_0 kT}{h^2}\right)^{3/2} =$$

$$= 4{,}82 \cdot 10^{15} T^{3/2} \, cm^{-3} \qquad 2.1.43$$

nu este decît aproximativă.

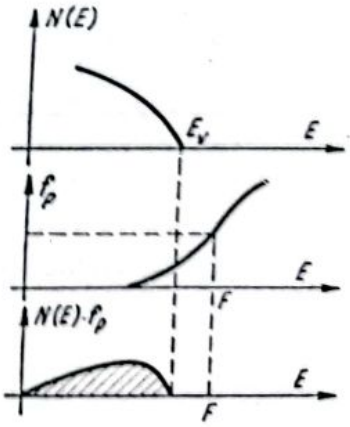


Fig. 27. — Reprezentarea grafică a expresiilor $N(E)$, $f_p(E)$ și $N_v(E) f_p$.

Scanned with CamScanner

Ținînd seama de faptul că $m_p \neq m_n$, și că în semiconductorul intrinsec $n=p=n_i$ (i de la intrinsec), se poate scrie :

$$2\,(2\pi m_n\,kT)^{3/2}\cdot e^{-\frac{E_c-F}{kT}} = 2(2\pi m_p\,kT)^{3/2}\cdot e^{-\frac{F-E_v}{kT}} \qquad 2.1.44$$

De aici se scoate :

$$\ln m_n^{3/2} - \frac{E_c-F}{kT} = \ln m_p^{3/2} - \frac{F-E_v}{kT}$$

De unde :

$$F = \frac{E_c+E_v}{2} - kT \ln\left(\frac{m_n}{m_p}\right)^{3/4} \qquad 2.1.45$$

Deci în semiconductorul intrinsec, nivelul Fermi este în realitate deplasat puțin față de poziția corespunzătoare mijlocului zonei interzise, mărimea acestei deplasări (într-o parte sau alta față de mijlocul zonei interzise) depinzînd de raportul maselor efective ale electronului și golului. Numai la $T=0$ (și în ipoteza $m_p=m_n$), nivelul Fermi s-ar afla exact în mijlocul zonei interzise.

Relația 2.1.45 indică faptul că poziția nivelului Fermi depinde de temperatură.

Produsul între concentrația n a electronilor și concentrația p a golurilor existente în același timp cu electronii în semiconductor la o temperatură dată T este dat de expresia :

$$p\cdot n = N_c\cdot N_v\cdot e^{-\frac{E_c-F+F-E_v}{kT}} = N_c\cdot N_v\cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}} \qquad 2.1.46$$

unde $\Delta E_0=E_c+E_v$ reprezintă lărgimea zonei interzise.

În cazul semiconductorilor intrinseci, unde $n=p=n_i$, rezultă :

$$n\cdot p = n_i^2 = N_c\cdot N_v\, e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}}$$

sau ținînd seama de dependența lui N_c și N_v cu temperatura T, rezultă :

$$n_i^2 \sim T^3\cdot e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \qquad 2.1.47$$

Deci în cazul semiconductorilor intrinseci se constată o creștere a concentrației purtătorilor cu temperatura, după legea :

$$n_i = C\cdot T^{3/2}\cdot e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \qquad 2.1.48$$

Mărimea $n_i=n=p$ poartă denumirea de concentrație proprie (intrinsecă) a electronilor (și respectiv concentrația intrinsecă a golurilor) în semiconductorul intrinsec.

Scanned with CamScanner

Dacă se consideră că $m_p \simeq m_n \simeq m_0$, atunci se poate calcula $n_i = p_i$. Pentru germaniu, de exemplu, la temperatura de 300°K, $N_c = N_v = 2{,}41 \cdot 10^{19}$ cm^{-3}, pentru $\Delta E = 0{,}72$ eV și pentru $kT \simeq 0{,}026$ eV rezultă :

$$p_i = n_i = [N_v \cdot N_c \cdot e^{-\frac{\Delta E}{kT}}]^{1/2} \approx 2{,}6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

2.1.2. Distribuția Fermi-Dirac pentru semiconductorii degenerați

În cazul semiconductorilor degenerați, nivelul Fermi se află deasupra nivelului E_c corespunzător marginii inferioare a zonei de conducție. Acest lucru este posibil la temperaturi joase și cînd $f(E, T) \simeq 1$.

Egalitatea $f(E, T) \simeq 1$ este posibilă cînd $e^{\frac{E_c - F}{kT}} \ll 1$. În acest caz rezultă $E_c - F < 0$ adică $E_c < F$, deci nivelul Fermi se află deasupra lui E_c, în interiorul zonei de conducție. În figura 28 se arată dependența densității stărilor cuantice, a funcției de distribuție și a concentrației electronilor în zona de conducție în funcție de energie, pentru semiconductorii degenerați, la temperaturi joase. În graficul funcției $f(E, T)$ ar trebui să existe o oarecare aplatizare a curbei în punctul (a) (deoarece nu se ia în considerare semiconductorul chiar la temperatura de 0°K, ci la temperaturi joase, în general diferite de zero absolut), dar această aplatizare se neglijează, astfel ca să fie îndeplinită relația $f(E, T) \approx 1$.

Concentrația electronilor în zona de conducție se poate calcula după formula cunoscută :

$$n = \int_{E_c}^{F} N(E) \cdot f(E, T) \cdot dE \qquad 2.1.49$$

unde au fost alese limitele inferioare ca fiind marginea inferioară a zonei de conducție, iar ca margine superioară s-a luat nivelul Fermi aflîndu-se undeva în interiorul zonei de conducție. Funcția de distribuție în acest caz este chiar funcția Fermi-Dirac. Deoarece în cazul considerat, $f(E, T) \approx 1$, formula 2.1.49 devine :

$$n = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n)^{3/2} \int_{E_c}^{F} (E - E_c)^{1/2} \cdot d(E - E_c) =$$

$$= \frac{8\pi}{h^3} [2m_n (F - E_c)]^{3/2} \qquad 2.1.50$$

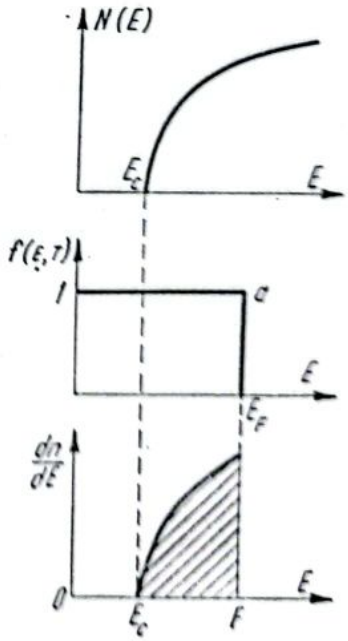


Fig. 28. — Calculul grafic al concentrației electronilor în zona de conducție pentru semiconductorii degenerați.

Scanned with CamScanner

Considerînd că $m_n \approx m_0$, se obține pentru distanța energetică $F - E_c = E_{max}$ valoarea :

$$E_{max} = \frac{h^2 \left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{3/2}}{2m_0} \approx 2 \cdot 10^{-15} \cdot n^{2/3} \cdot \text{eV} \qquad 2.1.51$$

adică în cazul semiconductorilor puternic degenerați, umplerea nivelelor energetice cu electroni (deci și concentrația electronilor), nu depinde de temperatură. La temperatura de zero absolut, energia maximă pe care poate s-o aibă în acest caz semiconductorul este dată de relația 2.1.51.

Trecerea sistemului de electroni din stare nedegenerată în stare degenerată poate avea loc la oricare temperatură pe măsura creșterii concentrației centrelor de impuritate. Un criteriu de determinare a granița de trecere poate fi acela cînd se ia în mod convențional o concentrație limită pentru semiconductorul degenerat $n_{degenerat}$ sau o temperatură de degenerare $T_{degenerare}$ dată de condiția :

$$E_{max} = kT_{deg.} \qquad 2.1.52$$

Pentru temperaturi T superioare lui $T_{deg.}$ electronii pot ocupa stări cu energii superioare lui E_m, datorită valorilor apreciabile ale oscilațiilor termice ale rețelei. Distribuția lor va fi în acest caz maxwelliană, caz studiat mai înainte (semiconductorul nedegenerat).

În cazul unei degenerări slabe (cînd concentrația electronilor n este de același ordin cu n_{deg}), funcția $f(E, T)$ nu se mai poate aproxima ca fiind egală cu unitatea și pentru calculul concentrației este necesar ca integrala 2.1.49 să fie calculată luînd pe $f(E, T)$ ca fiind cea dată de expresia cunoscută : $\frac{1}{1 + e^{\frac{E - F}{kT}}}$

Concentrația electronilor va fi determinată deci prin relația :

$$n = \int_{E_c}^{\infty} \frac{4\pi}{h^3} (2m_n)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \frac{1}{1 + e^{\frac{E - F}{kT}}} \cdot dE \qquad 2.1.53$$

iar cea a golurilor va fi dată de expresia :

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} \frac{4\pi}{h^3} (2m_p)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \cdot \frac{1}{1 + e^{\frac{F - E}{kT}}} \cdot dE \qquad 2.1.54$$

Aceste două formule nu se pot utiliza simultan. Într-adevăr, dacă nivelul Fermi F este odată dat astfel ca pentru goluri, de exemplu, să fie valabilă statistica Fermi-Dirac, atunci pentru electroni va fi aplicabilă statistica Boltzman și invers. Aceasta se vede ușor din valorile pe care le ia funcția $f(E, T)$ pentru diferite condiții impuse diferenței

Scanned with CamScanner

$E—F$ față de energia kT. De exemplu, în cazul $E—F \gg kT$, pentru electroni este valabilă statistica Boltzman, dar diferența $F—E$ (pentru cazul golurilor) nu mai satisface aceleași condiții (în ceea ce privește poziția nivelului Fermi) ca atare pentru goluri se impune folosirea statisticii Fermi-Dirac.

Calculul integralelor 2.1.53, 2.1.54, este destul de complicat. Ele pot fi calculate numai în unele cazuri în care se apelează la diferite aproximații sau la metode grafice.

Exponențiala $e^{\frac{E-F}{kT}}$ de sub integrală se poate pune sub forma :

$$e^{\frac{E-F}{kT}} = e^{\frac{E-E_c-(F+E_c)}{kT}} \qquad 2.1.55$$

Introducînd notațiile :

$$\eta = \frac{E-E_c}{kT} \; ; \; \xi = \frac{F-E_c}{kT} \qquad 2.1.56$$

integrala 2.1.53 (pentru cazul electronilor) devine :

$$n = \frac{4\pi}{h^3}(2m_n)^{3/2}(kT)^{3/2}\int_0^\infty \eta^{1/2}\frac{1}{1+e^{\eta-\xi}}\cdot d\eta \qquad 2.1.57$$

Mărimea ξ numită potențial de degenerare a semiconductorului arată la cîte distanțe kT nivelul Fermi se află deasupra lui E_c (în interiorul zonei de conducție). Ea constituie o măsură a degenerării ; în cazul cînd $\xi<0$, semiconductorul este nedegenerat, în cazul cînd $\xi>0$, apare degenerarea.

Înlocuind în 2.1.57 mărimea constantă prin N_c (cu expresia lui 2.1.33 sau 2.1.43), rezultă :

$$n = \frac{1}{\sqrt{\pi}} N_c \, \Phi_{1/2}(\xi) \qquad 2.1.58$$

unde prin $\Phi_{1/2}(\xi)$ se înseamnă integrala $\int_0^\infty \eta^{1/2}\frac{d\eta}{1+e^{\eta-\xi}}$ numită integrala Fermi.

Calculul integralei Fermi se face după cum s-a mai spus pe cale grafică sau utilizînd diferite aproximații. Există mai multe aproximații pentru exprimarea analitică a integralei Fermi.

1. *Aproximația Boltzman.* Este adevărată cînd se iau pentru ξ, valorile definite prin condiția :

$$-\infty < \xi < -1. \qquad 2.1.59$$

Scanned with CamScanner

În acest caz integrala Fermi devine :

$$\Phi_{1/2}(\xi) = \int_0^\infty \frac{\eta^{1/2}}{e^{\eta-\xi}} d\eta \qquad 2.1.60$$

adică se transformă într-o integrală de tip Poisson, de soluție $\frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{\xi}$.

Acesta este cazul obișnuit, nedegenerat, cînd nivelul Fermi se află sub E_c, caz deja studiat. Într-adevăr, condiția $\xi < -1$ cere ca :

$$\frac{F - E_c}{kT} \lesssim -1 \rightarrow F \leq E_c - kT' \qquad 2.1.61$$

adică nivelul Fermi trebuie să stea *sub* zona de conducție la o distanță mai mare sau cel puțin egală cu kT.

În acest caz, concentrația $n \sim N_c \Phi_{1/2}(\xi)$ depinde foarte mult de temperatură, deoarece atît N_c cît și $\Phi_{1/2}(\xi)$ (prin intermediul nivelului Fermi) depind de temperatură.

2. *Aproximația Mac Dougall-Stoner.* Acesta este cazul degenerării complete, care corespunde condiției [6] :

$$\xi > 5 \qquad 2.1.62$$

adică :

$$F - E_c > 5kT$$

sau :

$$F > E_c + 5kT \qquad 2.1.63$$

adică nivelul Fermi se află la o distanță de cel puțin 5 kT deasupra nivelului E_c corespunzător marginei inferioare a zonei de conducție (fig. 29).

În cazul acestei aproximații integrala Fermi are valoarea :

$$\Phi_{1/2}(\xi) = \frac{2}{3}\xi^{3/2} \qquad 2.1.64$$

În acest caz, concentrația nu va depinde de temperatură, deoarece înlocuind în 2.1.58 pe N_c care depinde în sens direct de $(kT)^{3/2}$ și pe $\xi^{3/2} = \left(\frac{F - E_c}{kT}\right)^{3/2}$ care face ca să apară și la numitor kT la aceeași putere, apare o expresie pentru n, care nu mai conține termenul T.

Fig. 29. — Poziția nivelului Fermi pentru un semiconductor puternic degenerat ($\xi > 5$).

3. *Aproximația Ehrenburg.* În această aproximație calculul integralei Fermi duce la rezultatul [7] :

$$\Phi_{1/2}(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{0{,}25 + e^{-\xi}} \qquad 2.1.65$$

Scanned with CamScanner

În acest caz, concentrația depinde de temperatură dar destul de slab. Dacă se reprezintă grafic dependența concentrației n în funcție de mărimea ξ, rezultă curbele din figura 30. Curba 1 reprezintă dependența lui $\frac{n}{N_c}$ în aproximația Boltzman. Într-adevăr din $n=N_c \cdot e^{\xi}$, rezultă dreapta notată cu cifra 1 și care este definită de relația $\ln \frac{n}{N_c} = \xi$. Cazul degenerării complete (aproximația Mac Dougall-Stoner) este ilustrat prin curba 3 (o parabolă în 3/2). Curba reală, care corespunde integrării exacte a expresiei 2.1.57 este notată cu cifra 2 și se află între cele două valori extreme, adică între curbele corespunzătoare aproximației Boltzman și aproximația Mac Dougall-Stoner.

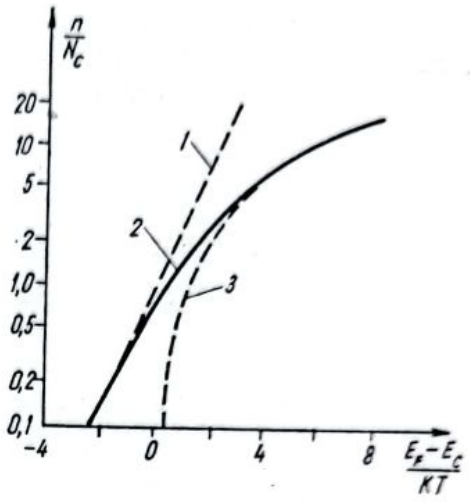


Fig. 30. — Dependența concentrației electronilor în zona de conducție în funcție de poziția nivelului Fermi.

Dacă pentru $\xi<-1$ nu există degenerare (aproximația Boltzman), iar pentru $\xi>5$ apare degenerarea completă (aproximația Mac Dougall-Stoner), atunci pentru valorile $-1<\xi<5$ va exista o regiune de trecere. Drept limită se ia valoarea $\xi=0$ adică atunci cînd $F=E_c$ (adică nivelul Fermi se află chiar la marginea inferioară a zonei de conducție).

Din relațiile care exprimă concentrațiile purtătorilor (goluri sau electroni) se vede că acestea depind de poziția nivelului Fermi și reciproc, poziția nivelului Fermi poate fi determinată atunci cînd se cunosc valorile concentrațiilor purtătorilor. În general, drept concentrație limită pentru un semiconductor degenerat se ia concentrația dată de relația :

$$n_{deg} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} N_c = 0{,}75\, N_c \qquad 2.1.66$$

Aceasta corespunde nivelului Fermi dat de relația :

$$F = E_c + kT \qquad 2.1.67$$

adică atunci cînd se ia $\xi=1$ și integrala $\Phi_{1/2} = \frac{2}{3}\xi^{3/2}$ are valoarea $\frac{2}{3}$.

Legătura între n_{deg} și T_{deg} se află înlocuind pe N_c :

$$n_{deg} = 0{,}75 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2} \qquad 2.1.68$$

de unde :

$$n_{deg} = 3{,}6 \cdot 10^{15}\, T_{deg}^{3/2} \qquad 2.1.69$$

$$T_{deg} = 4{,}2 \cdot 10^{-11}\, n_{deg}^{2/3} \qquad 2.1.70$$

Scanned with CamScanner

La temperatura camerei (T=293°C), concentrația electronilor este $n \simeq 2{,}41 \cdot 10^{19}$ cm^{-3}, deci la această temperatură, pentru semiconductori există practic degenerare.

2.2. Statistica purtătorilor în semiconductorii cu impurități

În cazul semiconductorilor cu nivele donoare, cantitatea electronilor într-un interval oarecare de nivele energetice se află integrînd asupra produsului dintre densitatea stărilor cuantice și probabilitatea ca pe aceste nivele să se afle electroni, adică :

$$n_d = \int N(E) \cdot f(E,T) \cdot dE \qquad 2.2.1$$

unde :

$$N(E) = N_d \, \delta(E - E_d). \qquad 2.2.2$$

Ținînd seama de proprietatea de normare a funcției δ :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(E - E_d)\, dE = 1 \qquad 2.2.3$$

rezultă, în cazul aplicării statisticii Boltzman :

$$n_d = N_d \cdot e^{-\frac{E_d - F}{kT}}. \qquad 2.2.4$$

În mod analog pentru semiconductorii cu nivele acceptoare se găsește cantitatea purtătorilor (golurilor) pe nivelul acceptor :

$$n_a = N_a e^{-\frac{E_a - F}{kT}} \qquad 2.2.5$$

E_d — reprezintă energia nivelului donor ;
E_a — energia nivelului acceptor ;
N_d — concentrația atomilor donori ;
N_a — concentrația atomilor (centrelor) acceptori.

În cazul aplicării statisticii Fermi-Dirac n_d și n_a au expresiile :

$$n_d = \frac{N_d}{1 + e^{\frac{E_d - F}{kT}}} \qquad 2.2.6$$

$$n_a = \frac{1}{1 + e^{\frac{F - E_a}{kT}}}. \qquad 2.2.7$$

Scanned with CamScanner

Pentru electronii din zona de conducție este valabilă aceeași statistică ca și cea aplicată în cazul semiconductorilor intrinseci, numai că poziția nivelului Fermi va fi alta. La fel aceeași statistică este valabilă și pentru golurile din zona de valență. Deci concentrațiile purtătorilor în cazul semiconductoarelor cu impurități, vor fi determinate, la fel ca în cazul semiconductorilor intrinseci, de expresiile :

$$n = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}} \qquad 2.2.8$$

$$p = N_v \cdot e^{\frac{E_v - F}{kT}} \qquad 2.2.9$$

Mereu trebuie însă să se aibă în vedere că poziția nivelului Fermi nu va mai fi aproximativ la mijlocul zonei interzise (ca la semiconductorii intrinseci), deci relația $n=p=n_i$ nu mai este satisfăcută. Într-adevăr, în semiconductorii electronici (donori), de exemplu, o mare cantitate de electroni vine în zona de conducție de pe nivelele donoare. Întrucît apariția electronilor în zona de conducție nu este legată de ivirea golurilor în zona de valență, înseamnă că probabilitatea de apariție a electronilor în zona de conducție este mai mare decît probabilitatea de apariție a golurilor în zona de valență. Acest lucru este posibil numai atunci cînd nivelul Fermi F se deplasează spre marginea inferioară a zonei de conducție. Cu cît va fi mai mare concentrația centrelor donoare, cu atît mai sus se va situa nivelul Fermi (fig. 31).

Prin considerații analoage în cazul semiconductorilor cu nivele acceptoare se ajunge la concluzia că nivelul Fermi în acest tip de semiconductori trebuie să fie situat lîngă marginea superioară a zonei de valență la o distanță cu atît mai mică, cu cît e mai mare concentrația centrelor acceptoare (fig. 32).

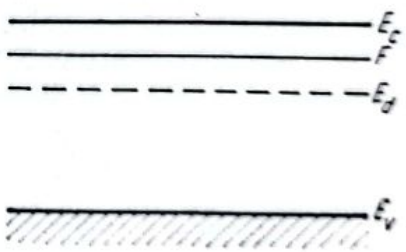


Fig. 31. — Poziția nivelului Fermi într-un semiconductor cu nivele donoare.

În foarte multe cazuri, diferențele $(E—E_F)$ din expresia 2.1.24 și $(F—E)$ din expresia 2.1.38, sînt mai mari decît 2 kT sau 3 kT, de aceea în expresiile 2.1.24 și 2.1.38 se poate neglija unitatea față de exponențială și devine aplicabilă statistica Maxwell-Boltzman.

După cum s-a arătat, într-un semiconductor intrinsec, produsul $n \cdot p$ nu depinde de nivelul Fermi, ci numai de lărgimea zonei interzise și de temperatură (v. relația 2.1.46). Din considerațiile de mai sus rezultă că între poziția nivelului Fermi și concentrația purtătorilor există o strînsă interdependență. La semiconductorii intrinseci, nivelul Fermi

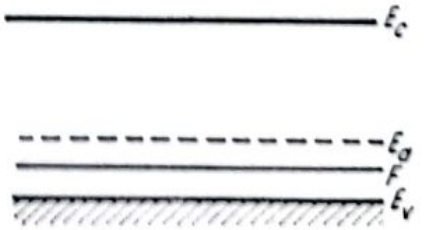


Fig. 32. — Poziția nivelului Fermi într-un semiconductor cu nivele acceptoare.

Scanned with CamScanner

se situează cam în mijlocul zonei interzise, în semiconductorul cu nivele donoare, nivelul Fermi se deplasează spre marginea inferioară E_c a zonei de conducție, pe cînd într-un semiconductor cu impurități acceptoare se apropie de marginea superioară E_v, a zonei de valență. Aceasta înseamnă că mărimile n și p considerate separat depind puternic de poziția nivelului Fermi (mai precis de distanțele energetice $E_c - F$ și $F - E_v$). Cum produsul :

$$n \cdot p = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\frac{\Delta E}{kT}} = n_i^2 \qquad 2.2.10$$

nu depinde de nivelul Fermi, rezultă că prin introducerea impurităților în semiconductor, se poate modifica raportul $\frac{n}{p}$, suma $n+p$, dar produsul $n.p$ nu va fi modificat, ci va rămîne mereu egal cu pătratul mărimii n_i, mărime care reprezintă *concentrația proprie (intrinsecă)*, adică reprezintă concentrația pe care ar avea-o electronii sau golurile în semiconductorul considerat intrinsec.

2.3. Dependența poziției nivelului Fermi în funcție de compoziția semiconductorului și de temperatură

Pentru temperatura de zero absolut, toate nivelele din zona de valență sînt ocupate, iar cele din zona de conducție sînt goale, nu există deci purtători de sarcini, semiconductorul este neutru din punct de vedere electric. Pentru $T>0$, vor apare în mod egal purtători de sarcini pozitive și purtători de sarcini negative. Sarcinile pozitive trebuie oricum să egaleze pe cele negative, astfel ca la orice temperatură proba să fie neutră din punct de vedere electric.

Mai întîi se va lua în considerare cazul unui semiconductor atît cu nivele donoare, cît și cu nivele acceptoare (fig. 33).

La o temperatură $T>0$ oarecare, în zona de conducție apare un număr oarecare de electroni, proveniți de pe nivele donoare, cît și din zona de valență. Dacă N_d este numărul atomilor donori, atunci vor fi N_d electroni slab legați în acești atomi. O parte din ei sub acțiunea agitației termice (primesc energie kT), pleacă pe nivelele din zona de conducție lăsînd în locul lor ioni pozitivi. Fie N_d^+ numărul ionilor pozitivi formați (număr evident egal cu al electronilor care au plecat). Pe nivelul donor mai rămîn $(N_d - N_d^+)$

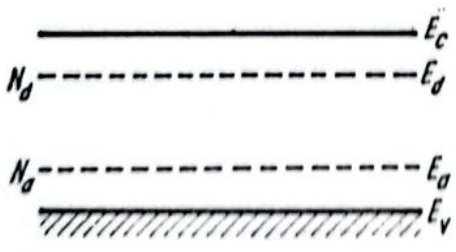


Fig. 33. — Schema energetică a unui semiconductor conținînd atît nivele donoare cît și nivele acceptoare.

Scanned with CamScanner

atomi donori neionizați ; evident acest număr este egal cu numărul electronilor care au mai rămas pe nivelul E_d, deci :

$$n_d = N_d - N_d^+. \qquad 2.3.1$$

În cazul nivelelor cu atomi acceptori, prin venirea unor electroni din zona de valență, pe aceste nivele se vor forma N_a^- ioni negativi. În acest caz restul de atomi de impuritate care nu au primit electroni (pentru completarea legăturii de valență) este $(N_a - N_a^-)$. Fiecare din acești atomi rămași fără completarea legăturii prezintă *un loc liber*, pe care poate veni un electron din zona de valență. În acest caz fiecare din acești atomi acceptori prezintă un „gol". Deci numărul de „goluri" de pe nivelul energetic acceptor, adică numărul de *goluri legate* de nivelul acceptor este :

$$p_a = N_a - N_a^-. \qquad 2.3.2$$

Fie n — numărul electronilor din zona de conducție, proveniți din zona de valență și de pe nivelele donoare, iar p — numărul golurilor în zona de valență apărute în urma trecerii electronilor în zona de conducție și pe nivelele acceptoare. Ca semiconductorul să apară neutru în exterior, trebuie să fie satisfăcută condiția de neutralitate, care cere ca numărul sarcinilor electrice pozitive să fie egal cu numărul sarcinilor electrice negative :

$$e^-(n + N_a^-) = (p + N_d^+)\, e^+ \qquad 2.3.3$$

Se caută să se exprime această relație cu ajutorul mărimilor n_a și p_a. Din relațiile 2.3.1 și 2.3.2 se scoate :

$$N_a^- = N_a - p_a$$

$$N_d^+ = N_d - n_d$$

atunci relația 2.3.3 devine :

$$n + N_a - p_a = p + N_d - n_d$$

$$n + n_d - p - p_a = N_d - N_a$$

sau :

$$n + n_d - (p + p_a) = N_d - N_a \qquad 2.3.4$$

Deci condiția de neutralitate 2.3.4 este satisfăcută atunci cînd diferența dintre *numărul de electroni* (liberi — din zona de conducție — și numărul electronilor legați) și *numărul de goluri* (libere — din zona de valență — și cele legate pe nivelul acceptor), este egală cu diferența dintre concentrațiile impurităților donoare și acceptoare.

Scanned with CamScanner

Ținînd seama că :

$$N(E) = \frac{4\pi}{h^3}(2m_n)^{3/2}(E - E_c)^{1/2}\ ;\quad f = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-F}{kT}}};$$

$$n_d = \frac{N_d}{1 + e^{\frac{E_d - F}{kT}}};\quad n_a = \frac{N_a}{1 + e^{\frac{F - E_a}{kT}}},$$

relația 2.3.4 devine :

$$\int_{E_c}^{\infty} \frac{4\pi}{h^3}(2m_n)^{3/2} \frac{(E - E_c)^{1/2}}{1 + e^{\frac{E-F}{kT}}}\,dE + \frac{N_d}{1 + e^{\frac{E_d - F}{kT}}} - \int_{-\infty}^{E_v} \frac{4\pi}{h^3}(2m_p)^{3/2} \frac{(E_v - E)^{1/2}}{1 + e^{\frac{F-E}{kT}}}\,dE - \frac{N_a}{1 + e^{\frac{F - E_a}{kT}}} = N_d - N_a \qquad 2.3.5$$

Relația 2.3.5 este o ecuație în F, pentru orice semiconductor (intrinsec, donor, acceptor) și pentru orice concentrații. Rezolvarea ei se face în cazuri particulare.

În cazul semiconductorului nedegenerat se aplică statistica Maxwell-Boltzman, iar relația 2.3.5 devine :

$$N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E}{kT}} + \frac{N_d}{1 + e^{\frac{E_d - F}{kT}}} - N_v \cdot e^{-\frac{F - E_v}{kT}} - N_a \frac{1}{1 + e^{\frac{F - E_a}{kT}}} = N_d - N_a. \qquad 2.3.6$$

2.3.1. Ecuația de neutralitate pentru semiconductorii intrinseci

Dacă în relația 2.3.6 se dau factori comuni mărimile N_d și N_a, aceasta devine :

$$N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}} - \frac{N_d}{1 + e^{\frac{F - E_d}{kT}}} - N_v \cdot e^{-\frac{F - E_v}{kT}} + \frac{N_a}{1 + e^{\frac{E_a - F}{kT}}} = 0. \qquad 2.3.7$$

În cazul semiconductorilor intrinseci, $N_a = N_d = 0$ (nu sînt impurități) și relația 2.3.7 devine :

$$N_c \cdot e^{\frac{E_c - F}{kT}} - N_v \cdot e^{-\frac{F - E_v}{kT}} = 0. \qquad 2.3.8$$

Scanned with CamScanner

Logaritmînd rezultă :

$$-\frac{E_c - F}{kT} + \ln N_c = -\frac{F - E_v}{kT} + \ln N_v$$

sau :

$$\ln \frac{N_c}{N_v} = \frac{E_c - F - F + E_v}{kT}.$$

În final se găsește un rezultat aflat în paragrafele precedente (v. 2.1.45) :

$$F = \frac{E_c + E_v}{2} - \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{N_c}{N_v}\right). \qquad 2.3.9$$

Înlocuind pe N_c și N_v rezultă :

$$F = \frac{E_c + E_v}{2} - kT \ln \left(\frac{m_n}{m_p}\right)^{3/4}. \qquad 2.3.10$$

Se vede deci că F depinde liniar de temperatură. Această dependență e mai puternică sau mai slabă în funcție de mărimea raportului m_n/m_p. Dacă $T=0$, nivelul F se află la mijlocul zonei interzise, pentru orice m_n și m_p. Dacă $m_p=m_n$, nivelul F stă la mijlocul zonei interzise, pentru orice temperatură (fig. 34). Dacă $m_p < m_n$, nivelul Fermi se va cobori puțin odată cu creșterea temperaturii ($\ln > 0$).

Dacă $m_p > m_n$, atunci nivelul F se va ridica puțin odată cu creșterea lui T (deoarece $\ln < 0$), (fig. 34).

2.3.2. Ecuația de neutralitate pentru semiconductori de tip n.

În acest caz $N_a = 0$. Ecuația 2.3.7 devine :

$$N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}} - \frac{N_d}{1 + e^{-\frac{E_d - F}{kT}}} - N_v \cdot e^{-\frac{F - E_v}{kT}} = 0. \qquad 2.3.11$$

Introducînd notația $E_c - F = \xi$, din figura 35 se vede că :

$$E_d - F = \xi - \Delta E_d \qquad 2.3.12$$

$$F - E_v = \Delta E_0 - \xi \qquad 2.3.13$$

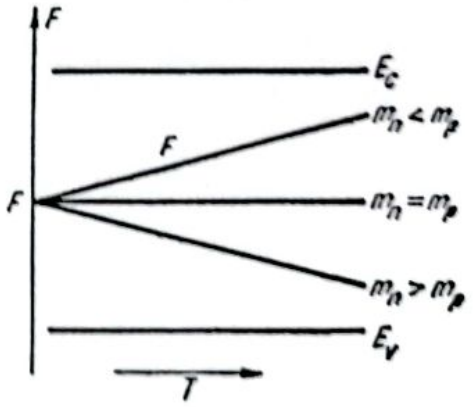


Fig. 34. — Dependența nivelului Fermi în funcție de temperatură, în cazul semiconductorilor intrinseci.

Scanned with CamScanner

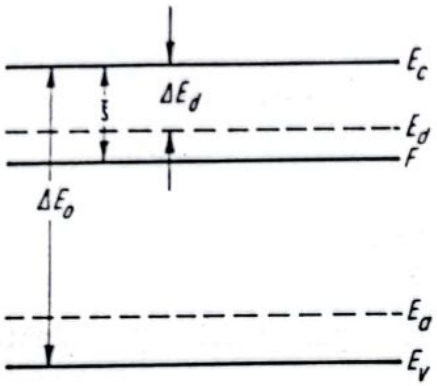


Fig. 35. — Schema energetică a unui semiconductor de tip *n*.

unde ΔE_0 este lărgimea zonei interzise. S-a considerat că F variază pornind de la fundul zonei de conducție E_c, nivel luat ca origină. Înlocuind în 2.3.11, se obține :

$$N_c \cdot e^{-\frac{\xi}{kT}} - \frac{N_d}{1 + e^{\frac{\Delta E_d - \xi}{kT}}} - N_v \cdot e^{-\frac{\Delta E_0 - \xi}{kT}} = 0. \qquad 2.3.14$$

Aducînd la același numitor rezultă :

$$N_c \cdot e^{-\frac{\xi}{kT}}\left(1 + e^{\frac{\Delta E_d - \xi}{kT}}\right) - N_d - N_v \cdot e^{-\frac{\Delta E_0 - \xi}{kT}}\left(1 + e^{\frac{\Delta E_d - \xi}{kT}}\right) = 0$$

sau :

$$N_c \cdot e^{-\frac{\xi}{kT}} + N_c\, e^{-\frac{2\xi - \Delta E_d}{kT}} - N_v \cdot e^{-\frac{\Delta E_0 - \xi}{kT}} - N_v \cdot e^{-\frac{\Delta E_0 - \xi - \Delta E_d + \xi}{kT}} = N_d.$$

Se înmulțește peste tot cu $e^{-\frac{\xi}{kT}}$:

$$N_c \cdot e^{\frac{\Delta E_d}{kT}} \cdot e^{-\frac{3\xi}{kT}} + N_c \cdot e^{-\frac{2\xi}{kT}} - \left(N_d + N_v\, e^{-\frac{\Delta E_0 - \Delta E_d}{kT}}\right) \cdot e^{-\frac{\xi}{kT}} = N_v \cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}}. \qquad 2.3.15$$

Aceasta este o ecuație de gradul trei în $e^{-\frac{\xi}{kT}}$, a cărei rezolvare permite aflarea poziției nivelului Fermi. În anumite condiții ecuația 2.3.15 poate fi mult simplificată. În acest scop se consideră că temperatura tinde spre zero absolut. Mai întîi se va împărți cu N_c și se obține :

$$e^{\frac{\Delta E_d}{kT}} e^{-\frac{3\xi}{kT}} + e^{-\frac{2\xi}{kT}} - \left[\frac{N_d}{N_c} + \frac{N_v}{N_c} \cdot e^{-\frac{\Delta E_0 - \Delta E_d}{kT}}\right] e^{-\frac{\xi}{kT}} = \frac{N_v}{N_c} \cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}}. \qquad 2.3.16$$

Pentru $T \to 0$, cel de-al doilea termen va tinde rapid spre zero, la fel termenul $\frac{N_v}{N_c} \cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}}$. Ceilalți termeni vor tinde în mod nedeterminat spre o limită oarecare (nu se poate ști, cum va evolua primul termen, de exemplu, căci la una din exponențiale este semnul plus, iar la cealaltă, semnul minus etc.). Din 2.3.16 rămîne :

$$e^{\frac{\Delta E_d}{kT}} \cdot e^{-\frac{3\xi}{kT}} - \frac{N_d}{N_c} \cdot e^{-\frac{\xi}{kT}} = 0 \qquad 2.3.17$$

Scanned with CamScanner

Împărțind cu $e^{-\frac{\xi}{kT}}$ se obține o ecuație de gradul doi în $e^{-\frac{\xi}{kT}}$:

$$e^{\frac{\Delta E_d}{kT}} \cdot e^{-\frac{2\xi}{kT}} - \frac{N_d}{N_c} = 0. \qquad 2.3.18$$

Logaritmînd rezultă:

$$-\frac{2\xi}{kT} = -\frac{\Delta E_d}{kT} - \ln \frac{N_c}{N_d}. \qquad 2.3.19$$

$$\left(\text{S-a luat} - \ln \frac{N_c}{N_d} \text{ în loc de} + \ln \frac{N_d}{N_c}\right).$$

Din 2.3.19 se va obține ξ:

$$\xi = \frac{\Delta E_d}{2} + \frac{1}{2} kT \ln \frac{N_c}{N_d}. \qquad 2.3.20$$

sau:

$$E_c - F = \frac{\Delta E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_c}{N_d}$$

$$F = E_c - \frac{\Delta E_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{N_c}{N_d}$$

$$F = E_c - \frac{E_c - E_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{N_c}{N_d}$$

În final:

$$F = \frac{E_c + E_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{N_c}{N_d}. \qquad 2.3.21$$

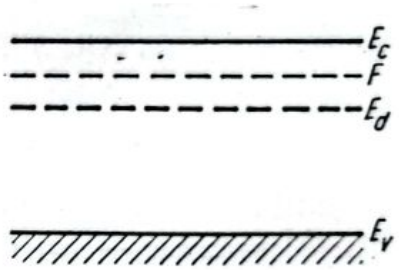


Fig. 36. — Poziția nivelului Fermi într-un semiconductor de tip n, pentru temperatura $T = 0°K$.

Pentru $T=0$, nivelul Fermi se va afla la mijlocul distanței ΔE_d (fig. 36). Odată cu creșterea temperaturii, nivelul Fermi se ridică, apropiindu-se de marginea inferioară E_c a zonei de conducție, deoarece pentru temperaturi T mici ($0<T<T_c$) în zona de conducție vin electroni în număr mare de pe nivelele donoare, pe cînd din zona de valență vin foarte puțini sau deloc (depinde de lărgimea ΔE_0 a zonei interzise a semiconductorului, de valoarea temperaturii T_c etc...). Ca atare $N_c < N_d$ și deci $\ln \frac{N_c}{N_d} < 0$, și după cum se vede din 2.3.21, F va crește (fig. 37). Maximul va fi atins cînd $N_c = N_d$, pentru valoarea T_d a temperaturii. Dacă temperatura crește în continuare, atunci $N_c > N_d$ și nive-

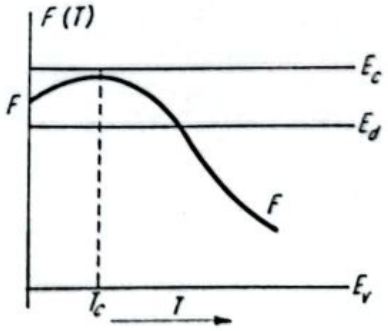


Fig. 37. — Dependența nivelului Fermi în funcție de temperatură în cazul semiconductorilor de tip n.

Scanned with CamScanner

lul F începe să coboare odată cu mărirea temperaturii, îndreptîndu-se spre mijlocul zonei interzise (mai jos de E_d), ceea ce corespunde cazului predominării conducției intrinseci (la temperaturi ridicate).

Nivelul Fermi va intersecta nivelul E_d pentru temperatura dată de relația 2.3.21 prin egalarea lui F cu E_d :

$$E_d = \frac{E_c + E_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{N_c}{N_d}$$

$$\frac{kT}{2} \ln \frac{N_c}{N_d} = \frac{E_c + E_d}{2} - E_d = \frac{E_c - E_d}{2}$$

$$T = \frac{E_c - E_d}{k \ln \left(\frac{N_c}{N_d} \right)}$$

Pentru această condiție, $n = \frac{N_d}{2}$.

Se vede deci că viteza de scădere a lui F depinde de concentrația centrelor de impuritate (în cazul de față de N_d — concentrația donorilor). Pentru a găsi concentrația electronilor din zona de conducție în funcție de concentrația donorilor, se va înlocui F din formula $n = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}}$, cu expresia sa din 2.3.21 :

$$n = N_c \cdot e^{-\frac{E_c}{kT} + \frac{E_c + E_d}{2kT} - \frac{1}{2} \ln \frac{N_c}{N_d}} \qquad 2.3.22$$

Aducînd la același numitor în expresia exponențialei și ținînd seamă că $e^{\ln x} = x$ iar $-(E_c - E_d) = -\Delta E_d$, rezultă :

$$n = N_c \cdot e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \ln \frac{N_c}{N_d}}$$

$$e^{-\frac{1}{2} \ln \frac{N_c}{N_d}} = e^{\ln \left(\frac{N_d}{N_c} \right)^{1/2}} = \sqrt{\frac{N_d}{N_c}} \qquad 2.3.23$$

$$n = e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}} \cdot \frac{\sqrt{N_d}}{\sqrt{N_c}} \cdot N_c.$$

Dar :

$$\frac{\sqrt{N_d}}{\sqrt{N_c}} \cdot N_c = \sqrt{N_c \cdot N_d}$$

deci în final se obține :

$$n = \sqrt{N_c \cdot N_d} \cdot e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}}. \qquad 2.3.24$$

Scanned with CamScanner

Expresia 2.3.24 arată că în acest interval de temperaturi, concentrația electronilor în zona de conducție crește exponențial cu temperatura, constanta de proporționalitate $A = \sqrt{N_c \cdot N_d}$ depinzînd slab de temperatură. Logaritmînd această expresie se obține :

$$\ln \cdot n = \ln \cdot A - \frac{\Delta E_d}{2k} \cdot \frac{1}{T} .$$

Reprezentînd $\ln n$ în funcție de $\frac{1}{T}$ se poate afla energia de activare din panta dreptei respective, pantă care va fi egală cu $\frac{\Delta E_d}{2k}$.

La expresia 2.3.21 se poate ajunge și pe altă cale și anume, făcînd considerații asupra gradului de ionizare al nivelelor donoare (la fel pentru nivelele acceptoare), la diferite temperaturi. Expresia 2.3.21 pentru F se obține în cazul ionizării slabe a nivelelor donoare (temperaturi T mici).

2.3.2.1. **Ionizare slabă a nivelului donor.** Aceasta are loc în cazul temperaturilor suficient de mici, cînd foarte puțini electroni trec de pe nivelul E_d în zona de conducție. În acest caz $n \ll N_d$. Deoarece semiconductorul are numai nivele donoare, în condiția de neutralitate 2.3.4, termenii N_a, p_a vor fi nuli. Va rămîne deci :

$$n + n_d = p + N_d \qquad 2.3.25$$

Fiind vorba de temperaturi mici cînd în zona de conducție vine un număr mic de electroni de pe nivelul donor și un număr foarte mic de electroni din zona de valență, rezultă că numărul p al golurilor apărute în acest mod în zona de valență este în primă aproximație foarte mic în comparație cu n — numărul electronilor din zona de conducție. În acest caz 2.3.25 devine :

$$n = N_d - n_d \qquad 2.3.26$$

sau :

$$n = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}} = N_d - \frac{N_d}{1 + e^{\frac{E_d - F}{kT}}} = \frac{N_d}{e^{\frac{F - E_d}{kT}} + 1} . \qquad 2.3.27$$

Deoarece prin ipoteză numărul $n \ll N_d$ este foarte mic (temperaturi mici) semiconductorul este nedegenerat și deci se poate aplica statistica Boltzman. În acest caz, membrul doi al egalității 2.3.27 devine :

$$n = N_d \cdot e^{-\frac{F - E_d}{kT}} . \qquad 2.3.28$$

Comparînd cu prima expresie a lui n, rezultă :

$$N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}} = N_d \cdot e^{-\frac{F - E_d}{kT}} \qquad 2.3.29$$

Scanned with CamScanner

De aici se scoate expresia lui F :

$$F = \frac{E_c + E_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{N_c}{N_d}\right) \qquad 2.3.30$$

adică tocmai relația 2.3.21.

Numărul N_d^+ al ionilor formați pe nivelul donor în urma plecării unui număr n de electroni în zona de valență poate fi formal exprimat cu ajutorul funcției de distribuție pentru goluri (deoarece pe nivelele E_d au rămas „goluri" în urma plecării electronilor) :

$$N_d^+ = \frac{N_d}{e^{\frac{F-E_d}{kT}} + 1}. \qquad 2.3.31$$

Înlocuind pe F din 2.3.21. N_d^+ devine :

$$N_d^+ = \frac{N_d}{1 + e^{\frac{E_c+E_d}{2kT} + \ln \sqrt{\frac{N_d}{N_c}} - \frac{2E_d}{2kT}}}$$

Ținînd seamă că $e^{\ln \sqrt{\frac{N_d}{N_c}}} = \sqrt{\frac{N_d}{N_c}}$ și că :

$$\frac{E_c + E_d - 2E_d}{2kT} = \frac{E_c - E_d}{2kT} = \frac{\Delta E_d}{2kT}$$

rezultă :

$$N_d^+ = \frac{N_d}{1 + \sqrt{\frac{N_d}{N_a}} \cdot e^{\frac{\Delta E_d}{2kT}}} \qquad 2.3.32$$

Formula 2.3.32 este o formulă generală, pentru un grad de ionizare oarecare al impurităților donoare.

2.3.2.2. **Ionizare puternică a nivelului donor.** În acest caz, aproape toți atomii N_d sînt ionizați, adică $N_d^+ \simeq N_d$ sau $n \simeq N_d$. Aceasta înseamnă că temperatura este suficient de ridicată pentru ca practic toți atomii de impuritate să fie ionizați. Atunci concentrația n a electronilor nu va mai depinde de temperatură, semiconductorul va fi degenerat.

Înlocuind expresia lui n în relația $n \simeq N_d$ rezultă :

$$N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}} = N_d. \qquad 2.3.33$$

De aici se scoate expresia nivelului Fermi :

$$F = E_c + kT \ln \frac{N_d}{N_c}. \qquad 2.3.34$$

Scanned with CamScanner

Deci nivelul Fermi se va situa deasupra lui E_c, la distanța $kT \ln \frac{N_d}{N_c}$, deci la o distanță de ordinul lui kT (fig. 38). Aceasta este adevărat atunci cînd concentrația impurităților este mare, iar atomii respectivi sînt aproape toți ionizați.

În acest caz, conductibilitatea proprie (intrinsecă) nu joacă încă un rol important, deși temperatura este destul de ridicată (aceasta este corect pentru N_d mare).

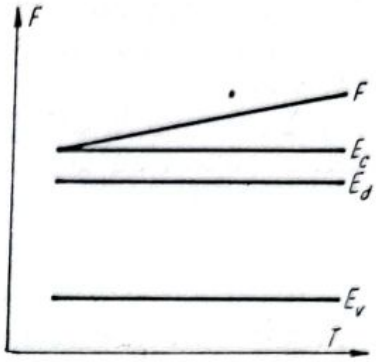


Fig. 38. — Dependența nivelului Fermi în funcție de temperatură în cazul semiconductorului de tip n puternic legat; toți atomii donori sînt ionizați.

2.3.2.3. Ionizare foarte puternică a nivelului donor. În acest caz, numărul electronilor care au mai rămas pe nivelul donor, adică numărul $n_d = N_d - N_d^+$ este foarte mic. Atunci în relația 2.3.25, se va putea neglija n_d și rămîne :

$$n = p + N_d \qquad 2.3.35$$

Deoarece temperatura este ridicată trebuie neapărat să se ia în considerare și numărul p de goluri care se formează în zona de valență ca rezultat al trecerii unui număr (egal cu p) de electroni, direct în zona de conducție. Explicitînd relația 2.3.35 se obține :

$$N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}} = N_v \cdot e^{-\frac{F - E_v}{kT}} + N_d. \qquad 2.3.36$$

Notînd $F = E_c - \xi$, $\xi > 0$, relația 2.3.36 devine :

$$N_c \cdot e^{-\frac{\xi}{kT}} = N_v \cdot e^{-\frac{E_c - \xi - E_v}{kT}} + N_d = N_v \cdot e^{\frac{\xi - \Delta E_0}{kT}} + N_d.$$

Prin înmulțire cu $e^{\frac{\xi}{kT}}$ rezultă :

$$N_c = N_v \cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}} \cdot e^{\frac{2\xi}{kT}} + N_d \cdot e^{\frac{\xi}{kT}}$$

sau :

$$e^{\frac{2\xi}{kT}} + \frac{N_d}{N_v} \cdot e^{\frac{\Delta E_0}{kT}} \cdot e^{\frac{\xi}{kT}} - \frac{N_c}{N_v} \cdot e^{\frac{\Delta E_0}{kT}} = 0. \qquad 2.3.37$$

Aceasta reprezintă o ecuație de gradul doi în $e^{\frac{\xi}{kT}}$, a cărei soluție este :

$$e^{\frac{\xi}{kT}} = \frac{1}{2} \frac{N_d}{N_v} \cdot e^{\frac{\Delta E_0}{kT}} \left(\sqrt{1 + \frac{4 N_v \cdot N_c}{N_d^2} \cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}}} - 1 \right). \qquad 2.3.38$$

Scanned with CamScanner

Se vede din această expresie că nivelul Fermi (conținut în expresia lui ξ) este puternic influențat de temperatura la care se află semiconductorul.

a) La temperaturi joase ($T \to 0$), termenul exponențial devine neglijabil în raport cu unitatea, adică :

$$\frac{4\,N_v \cdot N_c}{N_d^2} \cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}} \ll 1. \qquad 2.3.39$$

(Temperatura este mică, ca și cum n-ar conta conductibilitatea intrinsecă, deci în fond este cazul în care s-a luat $p=0$).

Dacă relația 2.3.39 este satisfăcută, atunci se poate dezvolta radicalul în serie binomială :

$$\sqrt{1 + \frac{4 \cdot N_c \cdot N_v}{N_d^2} \cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}}} = 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{4 \cdot N_v \cdot N_c}{N_d^2} \cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}} + \ldots \qquad 2.3.40$$

Înlocuind în 2.3.38, va rezulta :

$$e^{\frac{\xi}{kT}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{N_d}{N_v} \cdot e^{\frac{\Delta E_0}{kT}} \left[1 + 2 \frac{N_v \cdot N_c}{N_d^2} \cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}} - 1 \right] = \frac{N_c}{N_d}$$

sau :

$$e^{\frac{\xi}{kT}} = \frac{N_c}{N_d}$$

$$\xi = kT \ln \frac{N_c}{N_d}.$$

De unde :

$$F = E_c - kT \ln \frac{N_c}{N_d}. \qquad 2.3.41$$

Dacă se neglijează variația termenului N_c cu temperatura, se poate considera că F scade aproximativ liniar cu temperatura.

b) Se consideră al doilea caz limită, atunci cînd este satisfăcută relația :

$$\frac{4 \cdot N_v \cdot N_v}{N_d^2} \cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}} \gg 1. \qquad 2.3.42$$

Aceasta este adevărat pentru temperaturi destul de mari, astfel încît numărul p al golurilor apărute în zona de valență în urma trecerii directe a electronilor din această zonă în zona de conducție, nu mai poate fi neglijat. El este atît de mare, încît se poate presupune că

Scanned with CamScanner

$N_d \ll p$. Ținînd seama de 2.3.42, expresia radicalului din relația 2.3.38 devine :

$$\sqrt{1 + \frac{4 \cdot N_v \cdot N_c}{N_d^2} \cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}}} = \frac{2\sqrt{N_c \cdot N_v}}{N_d} e^{-\frac{\Delta E_0}{2kT}} \qquad 2.3.43$$

Înlocuind în 2.3.38, (neglijînd pe 1), rezultă :

$$e^{\frac{\xi}{kT}} = \frac{1}{2}\frac{N_d}{N_v} \cdot e^{\frac{\Delta E_0}{kT}} \cdot \frac{2\sqrt{N_c \cdot N_v}}{N_d} \cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{2kT}} = \sqrt{\frac{N_v}{N_c}} \cdot e^{\frac{\Delta E_0}{2kT}} \qquad 2.3.44$$

De aici :

$$\xi = \frac{\Delta E_0}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_c}{N_v} \qquad 2.3.45$$

sau :

$$F = \frac{E_c + E_v}{2} - \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{m_n}{m_p}\right)^{3/2} \qquad 2.3.46$$

ceea ce arată că acest caz corespunde semiconductorului intrinsec, nivelul Fermi se apropie de mijlocul zonei interzise (v. figura 37).

2.3.3. Ecuația de neutralitate pentru semiconductorii de tip p (acceptori)

În acest caz $N_d = 0$. Electroneutralitatea este dată deci de relația :

$$p = n + N_a - p_a \qquad 2.3.47$$

care rezultă din ecuația de neutralitate (2.3.4). Golurile apar în zona de valență în urma trecerii electronilor din această zonă pe nivelele acceptoare, cît și în zona de conducție. Deoarece calculele pentru determinarea poziției nivelului Fermi în funcție de concentrația purtătorilor și de temperatură sînt similare cu cele din cazul semiconductorilor cu impurități donoare, mai jos vor fi date doar rezultatele pentru diferite cazuri (ionizare slabă, puternică, foarte puternică).

2.3.3.1. Ionizare slabă a nivelului acceptor. Este caracteristică pentru temperaturi suficient de mici. În acest caz, conductibilitatea proprie (intrinsecă) este inexistentă (sau foarte mică). Deci :

$$N_a - p_a = N_a^- \ll N_a \qquad 2.3.48$$

Deși ionizarea este foarte slabă și ca atare numărul N_a^- al ionilor este mic, el oricum va fi cu mult mai mare decît numărul n al electronilor

Scanned with CamScanner

veniți în zona de conducție direct din zona de valență. Relația 2.3.47 devine :

$$p \simeq N_a - p_a. \qquad 2.3.49$$

Prin calcule similare cu cele de la cazul semiconductorilor cu impurități donoare (v. calculul lui F din relația 2.3.26) se găsește :

$$F = \frac{E_c + E_a}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_a}.$$

Graficul care arată dependența nivelului Fermi cu temperatura este dat de figura 39.

2.3.3.2. **Ionizare puternică a nivelului acceptor.** În acest caz, nivelul acceptor este aproape complet ionizat : $p \simeq N_a$. Conductibilitatea intrinsecă nu joacă încă un rol important. Se ajunge ușor din condiția $p \simeq N_a$, la expresia :

$$F = E_v - kT \ln \frac{N_v}{N_a} \qquad 2.3.50$$

pentru nivelul Fermi.

2.3.3.3. **Ionizare foarte puternică a nivelului acceptor.** Ca și în cazul semiconductorilor cu impurități donoare foarte puternic ionizate, numărul purtătorilor în zona de conducție este aproximativ egal cu cel al purtătorilor (golurilor) din zona de valență. Cu alte cuvinte este satisfăcută condiția $N_a \ll n$, adică un rol predominant îl are aici conductibilitatea intrinsecă (nivelul Fermi se îndreaptă spre mijlocul zonei interzise). Poziția nivelului Fermi va fi determinată de formula cunoscută :

$$F = \frac{E_c + E_v}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{N_c}{N_v} \qquad 2.3.51$$

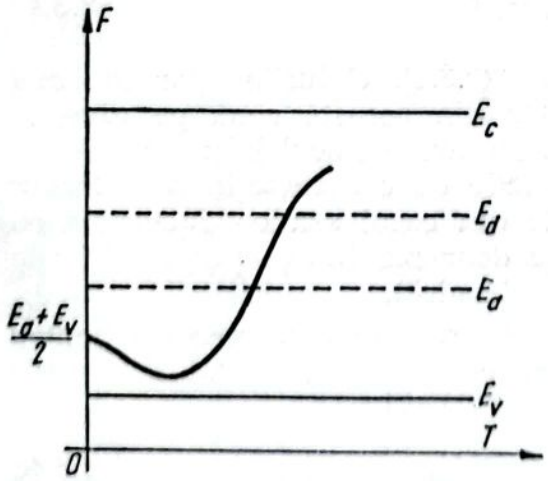


Fig. 39. — Dependența nivelului Fermi în funcție de temperatură pentru un semiconductor de tip p; cazul ionizării slabe a nivelelor donoare.

care este aceeași cu cea din cazul semiconductorilor intrinseci.

2.3.4. Ecuația de neutralitate pentru semiconductorii cu nivele donoare și cu nivele acceptoare

În acest caz $N_a \neq 0$, $N_d \neq 0$. Se va presupune că $N_d > N_a$ (ionizare slabă).

Ecuația de neutralitate are aspectul :

$$n + N_a^- = p + N_d^+$$

Scanned with CamScanner

sau :

$$n + n_d - p - p_a = N_d - N_a. \qquad 2.3.52$$

Dacă $T=0$ rezultă $p=n=0$ și ca atare relația 2.3.52 devine :

$$n_d - p_a = N_d - N_a. \qquad 2.3.53$$

La temperatura de zero absolut, toate nivelele din zona de valență și chiar toate nivelele acceptoare sînt ocupate de electroni. În zona de conducție toate nivelele sînt libere ($n=0$), în schimb pe nivelul donor au rămas un număr de electroni, deoarece toate nivelele inferioare au fost deja ocupate. Întrucît nivelul donor este plin, rezultă $p_a=0$ și relația 2.3.53 devine :

$$n_d = N_d - N_a \qquad 2.3.54$$

Înlocuind pe n_d cu expresia lui, rezultă :

$$N_d - N_a = \frac{N_d}{e^{\frac{E_d - F}{kT}} + 1} \qquad 2.3.55$$

$$e^{\frac{E_d - F}{kT}} (N_d - N_a) + N_d - N_a = N_d$$

sau :

$$\frac{E_d - F}{kT} = \ln \frac{N_a}{N_d - N_a}$$

De unde :

$$F = E_d + kT \ln \frac{N_d - N_a}{N_a}. \qquad 2.3.56$$

În caz că temperatura tinde spre zero absolut, se vede că poziția nivelului Fermi se apropie de E_d și coincide cu poziția nivelului E_d pentru $T=0$.

Presupunînd $N_d=2\,N_a$ se vede că atunci cînd temperatura crește, de asemenea nivelul Fermi tinde către E_d. Aceste relații sînt însă obținute pentru temperaturi mici, deci este necesar să se țină seama pînă la ce valori (în general, nu prea ridicate), trebuie mărită temperatura. Nivelul Fermi va tinde spre E_d, odată cu ridicarea temperaturii (în ipoteza $N_d > N_a$), atît timp cît temperatura nu este așa de ridicată încît conductibilitatea proprie să joace un rol important. Dacă temperatura este prea mare, o parte din electronii de pe nivelele E_a, vor pleca, și atunci apare $p_a \neq 0$, iar relațiile de mai sus nu mai sînt valabile. În acest caz, nivelul Fermi va coborî (fig. 40).

Scanned with CamScanner

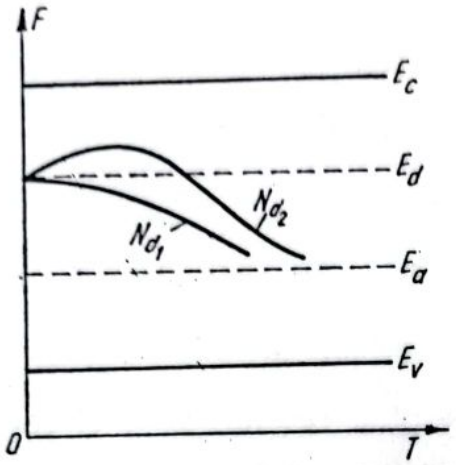


Fig. 40. — Dependența nivelului Fermi în funcție de temperatură pentru semiconductorii conținînd nivele donoare și acceptoare.

Deci pentru $N_d > 2N_a$, nivelul Fermi se ridică, apoi imediat ce $N_d < 2N_a$ (în urma creșterii temperaturii), nivelul Fermi începe să coboare.

Pentru a găsi concentrația electronilor din zona de conducție în cazul semiconductorilor care conțin atît impurități donoare cît și impurități acceptoare (unde în general $N_d \neq N_a$), se va înlocui expresia nivelului Fermi dată de relația 2.3.56, în relația care definește concentrația electronilor, adică în formula $n = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}}$. Va rezulta :

$$n = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}} = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_d - kT \ln \frac{N_d - N_a}{N_a}}{kT}} \qquad 2.3.57$$

Ținînd seama de proprietatea $e^{\ln x} = x$, și de faptul că $E_c - E_d = \Delta E_d$, formula de mai sus devine :

$$n = N_c \cdot \frac{N_d - N_a}{N_a} \cdot e^{-\frac{\Delta E_d}{kT}} \qquad 2.3.58$$

Ca și expresia 2.3.24, relația 2.3.58 arată că și în acest caz concentrația depinde exponențial cu temperatura, constanta de proporționalitate fiind $B = N_c \frac{N_d - N_a}{N_a}$. De data aceasta însă panta dreptei $\ln n = f\left(\frac{1}{T}\right)$ este dată de expresia $\frac{\Delta E_d}{k}$, deci este de două ori mai mare decît în cazul semiconductorului numai cu impurități donoare. Practic, pentru determinarea energiilor de activație corespunzătoare temperaturilor mici, este greu de precizat ce formulă este aplicabilă (2.3.24 sau 2.3.58), deoarece nu întotdeauna se știe apriori dacă semiconductorul este numai de tip n (sau p), sau conține centre de impurități atît donoare cît și acceptoare.

Scanned with CamScanner

CAPITOLUL

3

Difuzia purtătorilor de sarcini în semiconductori

3.1. Distribuţia neuniformă a purtătorilor în semiconductori

O distribuţie neuniformă a purtătorilor de sarcini în materialele semiconductoare poate fi creată, de exemplu, prin aplicarea din exterior a unui cîmp electric la un capăt sau pe o porţiune din proba semiconductoare, prin acţiunea radiaţiilor luminoase, în urma acţiunii radiaţiilor nucleare etc. (De asemenea, o distribuţie neuniformă a centrelor de impurităţi creează o neuniformitate în distribuţia purtătorilor de sarcini în semiconductori.) Evident, această neuniformitate dispare treptat, odată ce a fost înlăturată cauza care a produs-o.

Dacă un semiconductor de tip p este plasat în cîmp electric omogen, aşa cum se arată în figura 41, atunci concentraţia purtătorilor în semiconductor încetează de a mai fi omogenă. Datorită cîmpului electric, purtătorii de sarcini (în acest caz — electronii) se vor deplasa spre capătul în faţa căruia este plasată plăcuţa metalică încărcată pozitiv (placa metalică şi proba semiconductoare formează un condensator). În felul acesta în apropierea suprafeţei semiconductorului din faţa plăcii metalice va apare o sarcină spaţială negativă egală în valoare absolută cu sarcina de pe electrodul metalic. Ia naştere astfel, o neuniformitate a distribuţiei sarcinilor negative (electronii) în semiconductorul cercetat, concentraţia purtătorilor fiind maximă în apropierea suprafeţei semiconductorului din faţa plăcii metalice. Dependenţa concentraţiei electronilor în funcţie de distanţă (se consideră, de exemplu, semiconductorul aşezat după axa ox) este ilustrată în figura 42. La o distanţă x_0, concentraţia atinge o valoare constantă n_0.

Întrucît există o distribuţie neomogenă a purtătorilor, apare un gradient al concentraţiei, deci şi un curent de difuzie al purtătorilor.

Scanned with CamScanner

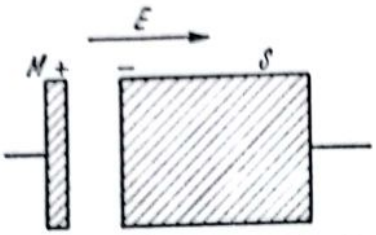


Fig. 41. — Plasarea unui semiconductor de tip n în cîmp electric; M — plăcuță de metal; s — semiconductor de tip n.

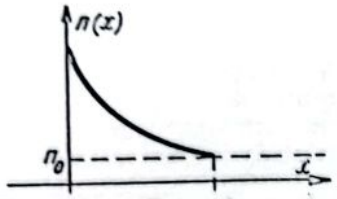


Fig. 42. — Dependența concentrației purtărorilor în funcție de distanță, într-un semiconductor căruia, la o margine i s-a aplicat un cîmp electric.

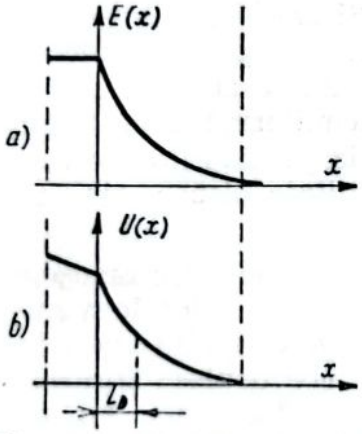


Fig. 43. — Variația cîmpului electric E (x) $a)$ și potențialul $U(x)$ $b)$ în funcție de distanță, pentru un semiconductor în care a fost creat un gradient de concentrație a purtătorilor.

Fluxul de particule va fi dirijat din partea unde se află concentrația maximă spre partea în care concentrația scade, deci, particulele se vor îndrepta în sens invers deplasării pe care o au atunci cînd sînt supuse cîmpului electric. Rezultă deci că viteza pe care o au purtătorii datorită difuziei, este de sens contrar vitezei de cîmp sau vitezei de drift. (Viteza de drift caracterizează mișcarea electronilor în cîmpul electric E, cîmp care ia naștere, după cum se va vedea, în urma difuziei purtătorilor din regiunea cu o concentrație mare spre regiunea cu o concentrație mică a electronilor).

Numărul de electroni n care trec unitatea de suprafață în unitatea de timp, în direcția x, este proporțional cu gradientul concentrației particulelor :

$$n_d = -D_n \operatorname{grad} n \qquad 3.1.1$$

Coeficientul de proporționalitate D_n poartă numele de coeficient de difuzie (în cazul formulei 3.1.1), al electronilor. Semnul minus arată că numărul de particule scade odată cu distanța. Densitatea curentului electronic (de difuzie) va fi atunci :

$$J^n_{\text{dif}} = + e D_n \operatorname{grad} n \qquad 3.1.2$$

În mod analog, se deduce curentul de difuzie pentru goluri :

$$J^p_{\text{dif}} = -e D_p \operatorname{grad} p \qquad 3.1.3$$

Evident, în cazul electronilor mărimea e se ia cu semnul minus, pe cînd în cazul golurilor se ia cu semnul plus.

Prin plecarea electronilor din regiunea cu concentrație ridicată, în această regiune apar ioni pozitivi, iar în regiunea în care sosesc electronii pot apare ioni negativi ; ia naștere astfel un cîmp electric E care continuă cîmpul electric aplicat între metal și semiconductor (fig. 43, a) precum și un potențial $U(x)$ a cărui alură este arătată în figura 43, b.

Sub acțiunea cîmpului electric din semiconductor, purtătorii se vor deplasa în sens invers curentului de difuzie. Acest curent de drift, va fi dat de expresia :

$$J_{\text{dr}} = e\mu_n n E \qquad 3.1.4$$

Scanned with CamScanner

unde E reprezintă cîmpul creat în interiorul semiconductorului din cauza distribuției neomogene a purtătorilor (fig. 43, *a*).

Cînd se stabilește un echilibru între cei doi curenți de sens contrar (J_{dr} și J_{dif}), are loc egalitatea :

$$J_{dif} + J_{dr} = 0 \qquad 3.1.5$$

adică la echilibru, curentul total este nul.

Dacă se include semiconductorul într-un circuit și se aplică un cîmp electric exterior, atunci curentul total va diferi de zero :

$$J_{total} = (J_{dif} + J_{dr}) \neq 0 \qquad 3.1.6$$

3.2. Relația lui Einstein

Explicitînd relația 3.1.5 rezultă :

$$-e D_n \frac{dn}{dx} + e \mu_n n E = 0 \qquad 3.2.1$$

Pentru a rezolva ecuația 3.2.1 este necesar să fie cunoscută dependența concentrației n, în funcție de x.

Presupunînd că semiconductorul este nedegenerat, concentrația electronilor este dată de expresia :

$$n = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}} \qquad 3.2.2$$

Datorită cîmpului electric E electronul va căpăta în plus o energie potențială egală cu $-eU$. Deci în relația 3.2.2., pe lîngă E, în expresia exponențialei, se va adăoga și termenul $-eU$:

$$n = N_c \cdot e^{-\frac{(E_c + eU) - F}{kT}} = n_0 \cdot e^{-\frac{eU}{kT}} \qquad 3.2.3$$

unde :

$$n_0 = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}}$$

Deși nu se cunoaște caracterul dependenței lui U cu distanța, se poate totuși calcula gradientul $\frac{dn}{dx}$:

$$\frac{dn}{dx} = n_0 e^{-\frac{eU}{kT}} \cdot \left(-\frac{e}{kT} \cdot \frac{dU}{dx}\right). \qquad 3.2.4$$

Scanned with CamScanner

Ţinînd seamă de relaţia 3.2.3 şi de faptul că $E = \frac{dU}{dx}$, relaţia 3.2.4 devine :

$$\frac{dn}{dx} = n \frac{e}{kT} \cdot E. \qquad 3.2.5$$

Înlocuind în condiţia de echilibru (adică în 3.2.1) se obţine :

$$-eD_n \cdot n \frac{e}{kT} E + e\mu_n nE = 0. \qquad 3.2.6$$

De aici rezultă relaţia :

$$\frac{\mu_n}{D_n} = \frac{e}{kT} \qquad 3.2.7$$

care poartă denumirea de relaţia lui Einstein. Relaţia 3.2.7 exprimă legătura care există între mobilitatea purtătorilor de sarcini (în cazul de faţă, electronii) şi coeficientul de difuzie al acestora.

În mod analog se poate obţine relaţia lui Einstein pentru goluri :

$$D_p = \frac{kT}{e} \mu_p. \qquad 3.2.8$$

Din relaţia 3.2.7 rezultă că pentru o temperatură T dată, raportul $\frac{\mu}{D}$ este constant pentru toţi semiconductorii. În tabelul 1 se dau cîteva valori ale mobilităţilor şi coeficienţilor de difuzie a purtătorilor, pentru diferite materiale semiconductoare la temperatura T=300°K [8].

Tabelul 1

Nr. crt.	Materialul semiconductor	μ_n cm²/V.s	μ_p cm²/V.s	D_n cm²/s	D_p cm²/s
1	Si	1 500	500	39,00	13,00
2	Ge	3 900	1 900	91,40	49,40
3	InSb	85 000	3 000	2 210	78,00
4	InAs	33 000	450	858	10,70
5	InP	4 800	150	125	3,90
6	GaAS	9 000	450	234	10,70
7	GaP	100	20	2,6	0,52
8	AlSb	460	460	11,9	11,90

Dacă se cunoaşte mobilitatea purtătorilor de sarcini pentru o anumită temperatură T, cu ajutorul relaţiei lui Einstein, se poate calcula coeficientul de difuzie a lor în materialul semiconductor considerat.

Pentru a determina potenţialul $U(x)$ care apare în semiconductor datorită distribuţiei neomogene a purtătorilor de sarcini (v. figura 43, *b*), se foloseşte ecuaţia lui Poisson :

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon} \qquad 3.2.9$$

Scanned with CamScanner

unde ε este constanta dielectrică a semiconductorului ;
ρ — densitatea sarcinii spațiale.

Mai întîi va fi necesar să se determine distribuția densității de sarcină, iar apoi se va trece la rezolvarea ecuației lui Poisson.

Se va considera cazul unui semiconductor de tip n.

În cazul ionizării totale (se presupune că nu intervine încă electroconductibilitatea intrinsecă), numărul purtătorilor (electronilor) din unitatea de volum va fi egal cu numărul ionilor de impurități donoare :

$$n_0 = N_d^+. \qquad 3.2.10$$

Dacă din exterior se acționează asupra semiconductorului (cu lumină, radiații nucleare, cîmp electric), va apare o neomogenitate a distribuției purtătorilor. Numărul purtătorilor în unitatea de volum va fi n (diferit de n_0) și va depinde de potențialul $U(x)$ după relația cunoscută (v. 3.2.3):

$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{eU}{kT}} \qquad 3.2.11$$

Atunci densitatea de sarcină ρ se va exprima prin formula :

$$\rho = e\,(n - n_0) \qquad 3.2.12$$

unde $n_0 = N_d^+$, conform egalității 3.2.10.

Înlocuind expresia lui n, relația 3.2.12 devine :

$$\rho = e\left(n_0 \cdot e^{-\frac{eU}{kT}} - N_d^+\right) \qquad 3.2.13$$

sau revenind la notația $N_d^+ = n_0$, rezultă :

$$\rho = en_0\left(e^{-\frac{eU}{kT}} - 1\right). \qquad 3.2.14$$

Ecuația lui Poisson devine :

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{1}{\varepsilon}\, e \cdot n_0\left(e^{-\frac{eU}{kT}} - 1\right) \qquad 3.2.15$$

A rezolva această ecuație, în general, este destul de greu. Se va da rezolvarea ei în cazul particular $eU(x) \ll kT$ adică pentru cîmpuri foarte slabe (așa cum, de exemplu, sînt cîmpurile de contact). În acest caz expresia 3.2.11 se poate dezvolta în serie :

$$e^{-\frac{eU}{kT}} \approx 1 + \frac{eU(x)}{kT} + \ldots \qquad 3.2.16$$

Scanned with CamScanner

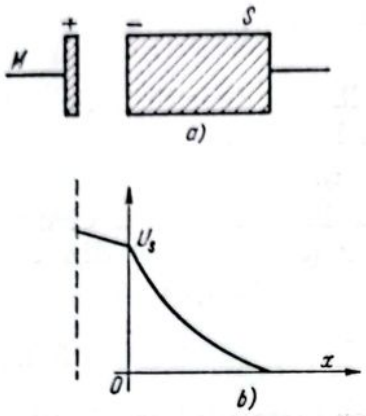


Fig. 44. — Stabilirea condițiilor la limite pentru rezolvarea ecuației lui Poisson.

Considerînd numai primii termeni și înlocuind în 3.2.15 rezultă :

$$\frac{d^2U}{dx^2} - \gamma^2 U = 0 \qquad 3.2.17$$

unde prin γ^2 s-a notat expresia $\frac{e^2 n_0}{\varepsilon k T}$. Soluția ecuației 3.2.17 este de forma :

$$U = A \cdot e^{-\gamma \cdot x} + B \cdot e^{\gamma x}$$

Constantele A și B se găsesc din condițiile pe care trebuie să le satisfacă $U(x)$ la limite (fig. 44) :

$$U = U_s \text{ pentru } x = 0$$

$$U = 0 \quad \text{pentru } x = \infty$$

Pentru $x=0$, rezultă

$$U_s = A + B$$

Pentru a fi satisfăcută a doua condiție, este necesar să se ia $B=0$. Soluția va fi deci :

$$U = U_s \cdot e^{-\gamma x} \qquad 3.2.18$$

Mărimea $L_d = \frac{1}{\gamma}$ are dimensiunile unei lungimi și poartă denumirea de lungimea de ecranare sau lungimea Debye.

Ținînd seama că $E = -\frac{dU}{dx}$, rezultă și pentru cîmpul electric o dependență similară cu 3.2.18 :

$$E = E_s e^{-\gamma x} \qquad 3.2.19$$

unde

$$E_s = \gamma U_s.$$

Exprimate în funcție de lungimea de ecranare, expresiile 3.2.18 și 3.2.19 devin :

$$U = U_s e^{-\frac{x}{L_d}} \qquad 3.2.20$$

$$E = E_s e^{-\frac{x}{L_d}}. \qquad 3.2.21$$

Lungimea Debye reprezintă distanța după care potențialul $U(x)$ respectiv cîmpul $E(x)$ scad de e ori.

Scanned with CamScanner

Se vede că atunci cînd L_d este mică, cîmpul electric pătrunde puţin în semiconductor (se continuă în semiconductor ca urmare a difuziei), iar cînd este mare, cîmpul pătrunde la o mai mare adîncime.

Din expresia :

$$L_d = \sqrt{\frac{\varepsilon k T}{e^2 n_0}} \qquad 3.2.22$$

se vede că $L_d \sim \frac{1}{\sqrt{n_0}}$, deci lungimea de ecranare este invers proporţională cu rădăcina pătrată a concentraţiei purtătorilor de echilibru n_0, adică înainte de aplicarea cîmpului electric (sau a altei acţiuni din exterior).

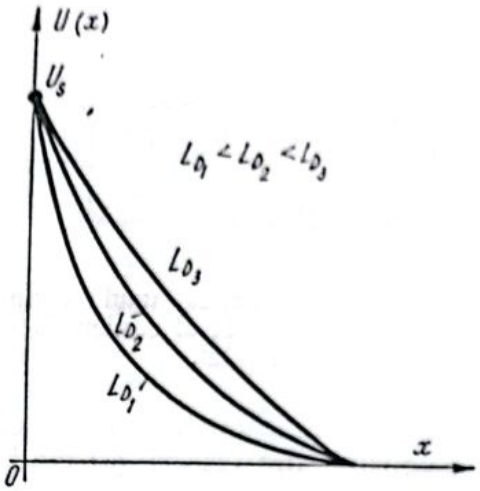


Fig. 45. — Dependenţa $U = U(x)$ pentru diferite lungimi de ecranare.

Pentru metale, unde $\varepsilon = 1$, iar $n_0 = 10^{22}$ cm^{-3}, rezultă :

$$L_d \approx 10^{-8} \text{ cm}$$

adică, pentru temperatura camerei, cîmpul electric practic nu pătrunde în metale (pătrunde mai puţin de un strat atomic ; un strat atomic are cam 1—3 Å).

În cazul semiconductorilor, la germaniu de exemplu, unde $\varepsilon = 16$, pentru $n_0 \simeq 10^{14}$ cm^{-3} rezultă o lungime de ecranare $L_d \simeq 4.10^{-4}$ cm, adică circa 400 Å, deci cîmpul pătrunde pe o distanţă de 3—400 straturi atomice !

Dacă $n_0 \simeq 10^{12}$ cm^{-3} atunci rezultă $L_d \simeq 4 \cdot 10^4$ Å $= 4\mu$m. Pentru sulfură de cadmiu, $n_0 \simeq 10^8$ cm^{-3}, deci rezultă $L_d \simeq 400$ μm.

Dependenţa potenţialului $U(x)$ în funcţie de x pentru diferite lungimi de ecranare este dată de figura 45.

3.3. Curbarea zonelor energetice sub acţiunea cîmpului electric

În paragrafele precedente s-a arătat că acţionînd din exterior (cu radiaţii, lumină, cîmp electric) într-o parte a semiconductorului (de exemplu, într-o regiune de contact cu o plăcuţă metalică încărcată pozitiv), poate fi creat un surplus de purtători faţă de purtătorii de echilibru. Se creează astfel o distribuţie neomogenă a purtătorilor în semiconductorul studiat care va face să apară fenomenul de difuzie a purtătorilor.

Scanned with CamScanner

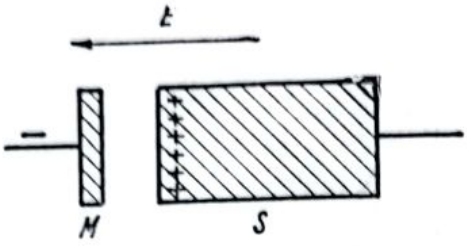


Fig. 46. — Aplicarea unui cîmp electric la un capăt al semiconductorului.

Electronii și golurile formate în urma ionizării termice (a încălzirii semiconductorului), vor fi în echilibru termic cu rețeaua cristalină, deoarece în cristal electronii (și golurile) interacționează puternic cu rețeaua. Formarea purtătorilor suplimentari (împotriva echilibrului termic) în urma acțiunii factorilor externi într-o regiune a semiconductorului necesită o cheltuială de energie pe care o vor primi de la factorii excitatori (cuante luminoase, cîmp electric etc.). Această energie suplimentară o vor primi, în general, electronii din cristal, pe cînd rețeaua cristalină va rămîne doar cu energia termică pe care o avea înainte. În aceste condiții echilibrul termic dintre electroni și rețea este stricat, de aceea purtătorii apăruți în exces poartă denumirea de purtători de neechilibru. Evident că nivelul Fermi, care este legat în general de fenomenele termice din cristal, caracterizînd echilibrul termic dintre rețea și electroni, va rămîne în continuare același, dar nivelele energetice ale electronilor — deci zonele de energie — se vor modifica întrucît electronii au primit o energie suplimentară, pe seama acțiunii factorului extern.

Se va considera la început cazul unui semiconductor de tip n, iar factorul excitator — un cîmp electric aplicat într-o regiune de capăt a semiconductorului (fig. 46).

În absența cîmpului electric concentrația de echilibru a purtătorilor va fi :

$$n_0 = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}}. \qquad 3.3.1$$

Aplicînd cîmpul electric, concentrația purtătorilor de neechilibru va fi dată, după cum s-a arătat în paragraful 3.2, de relația :

$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{eU}{kT}} = n_0 \cdot e^{-\frac{W}{kT}} \qquad 3.3.2$$

unde $W = eU$ reprezintă energia potențială pe care o primește electronul datorită cîmpului electric.

Întrucît energia minimă a electronului liber corespunde energiei marginei inferioare a zonei de conducție, adică este egală cu E_c, rezultă că în diagrama energetică, poziția nivelului E_c corespunzătoare domeniului cu o concentrație mai mică va fi superioară poziției pe care o are E_c în regiunea cu o concentrație mai mare. Rezultă că și E_c este o funcție de distanță, așa cum și concentrația n devine o funcție de x, în urma aplicării cîmpului electric exterior (v. fig. 42). Considerații analoage se pot face și în cazul semiconductorului de tip p.

Scanned with CamScanner

Dacă se notează distanța energetică $E_c - F$ cu ξ (fig. 47), relația $n_0 = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}}$ se poate scrie :

$$n_0 = N_c \cdot e^{-\frac{\xi_0}{kT}} \qquad 3.3.3$$

în care ξ_0 corespunde situației de echilibru.

În cazul aplicării cîmpului electric, E_c va depinde de x și la fel va depinde de x și ξ, deci :

$$n = N_c \cdot e^{-\frac{E_{c0} - F + W}{kT}} = N_c \cdot e^{-\frac{\xi_0 + W}{kT}} = N_c \cdot e^{-\frac{\xi(x)}{kT}}. \qquad 3.3.4$$

Prin identificare rezultă :

$$\xi = \xi_0 + W. \qquad 3.3.5$$

Relația 3.3.5 arată că mărimea $\xi(x)$ va depinde de x în același mod în care variază $W = W(x)$ cu distanța.

a) *Cazul în care energia W este pozitivă.* În acest caz, cîmpul electric aplicat din exterior face ca energia potențială W să fie pozitivă (fig. 48, *a*). Ea are valoarea maximă în punctul $x=0$ și trebuie să tindă spre zero, cînd x tinde spre infinit. Deci W va scădea într-un mod oarecare cu distanța așa cum se arată în figura 48, *a*. Conform relației 3.3.5, în același mod va scădea și mărimea $\xi(x)$ (fig. 48, *b*). Cunoscînd modul de variație a lui $\xi(x)$ se poate deduce modul de variație a lui $E_c = \xi + F$. Întrucît nivelul Fermi rămîne mereu constant, rezultă că E_c va varia în același mod ca și $\xi(x)$ (fig. 48, *c*). Deoarece distanța între E_c și E_v — egală cu lărgimea zonei interzise — este mereu constantă (în condiții date), rezultă că E_v se va modifica în mod similar cu E_c (fig. 48, *c*). Rezultă o curbare a zonelor de energie „în sus", după o alură similară cu modul de variație a energiei potențiale W (fig. 48).

Din figura de mai sus se vede, că semiconductorul de tip *n*, în regiunea din imediata apropiere a suprafeței (cînd $x \to 0$), se comportă — din cauza constanței poziției nivelului Fermi — ca un semiconductor de tip *p* (nivelul Fermi este acum apropiat de marginea superioară a zonei de valență).

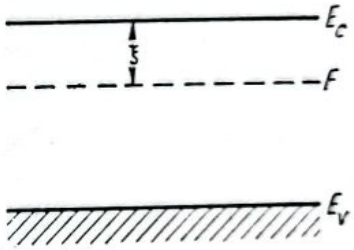


Fig. 47. — Poziția nivelului Fermi într-un semiconductor de tip *n*.

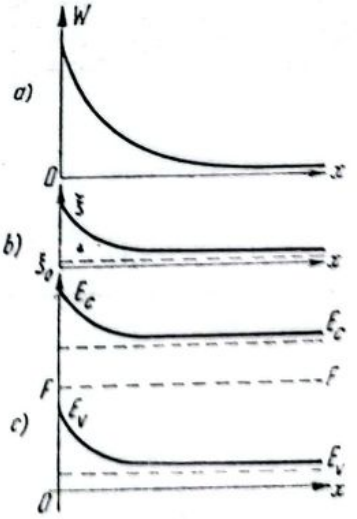


Fig. 48. — Curbarea zonelor energetice într-un semiconductor de tip *n* plasat în cîmp electric, cazul $W > 0$;
a — variația energiei potențiale cu distanța; *b* — variația mărimii $\xi(x)$ cu distanța; *c* — curbarea zonelor energetice.

Scanned with CamScanner

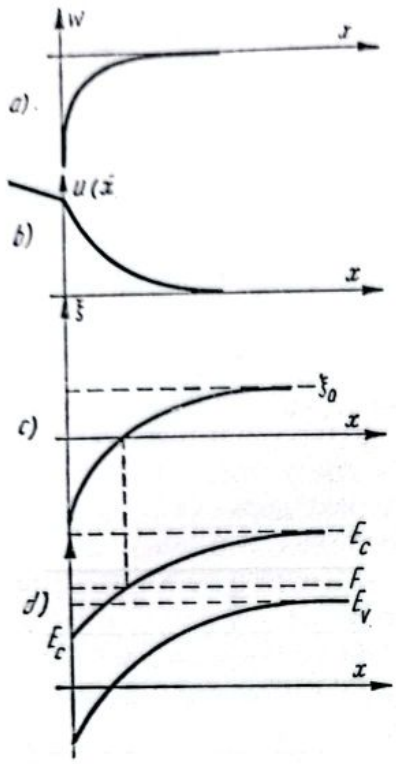


Fig. 49. — Curbarea zonelor energetice într-un semiconductor de tip *n* plasat în cîmp electric, cazul $W<0$

a — Dependența cu distanța a energiei potențiale; *b* — variația potențialului $U(x)$; *c* — variația mărimii $\xi(x)$; *d* — curbarea zonelor energetice

b) *Cazul în care* $W<0$. În acest caz cîmpul aplicat din exterior, face ca diagrama energiei potențiale să aibă aspectul din figura 49, *a*. În figura 49, *b*, se arată cum variază potențialul U cu distanța. Felul în care se modifică $\xi(x)$ și în consecință, modul în care se curbează zonele în apropierea suprafeței semiconductorului, sînt ilustrate în figura 49, *c*, *d*.

În concluzie, prin aplicarea unui cîmp electric din exterior, în semiconductor apare o distribuție neuniformă a purtătorilor, datorită apariției purtătorilor de neechilibru. În semiconductorul de tip *n*, în cazul aplicării cîmpului în așa fel încît placa metalică să fie încărcată pozitiv (fig. 41), în apropierea suprafeței semiconductorului concentrația purtătorilor va crește (fig. 42), iar zonele energetice se vor curba „în jos". Invers, la aplicarea unui cîmp electric în așa fel încît să apară un potențial pozitiv (semnul minus pe placa metalică), în stratul superficial concentrația purtătorilor va scade, zonele de energie se vor curba în sus.

Prin considerații analoage se arată că pentru un semiconductor de tip *p*, la care se aplică un cîmp electric, de asemenea are loc curbarea zonelor de energie. Într-adevăr, și în acest caz, se poate scrie o relație similară cu 3.3.4 :

$$p = N_v \cdot e^{-\frac{F - E_v + W}{kT}} =$$

$$= N_v \cdot e^{-\frac{\xi_0' + W}{kT}} = N_v \cdot e^{-\frac{\xi'(x)}{kT}}. \qquad 3.3.6$$

De aici rezultă pentru ξ' (fig. 50) :

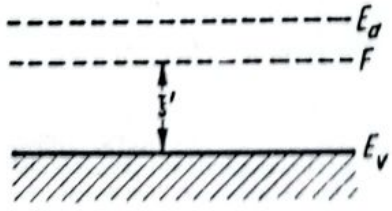


Fig. 50. — Poziția nivelului Fermi într-un semiconductor de tip *p*.

$$\xi' = \xi_0' + W \qquad 3.3.7$$

Se vede deci că $\xi'(x)$ va varia la fel cum variază și W cu distanța. În schimb, E_v se va modifica în sens invers variației lui ξ', deoarece din relația $\xi' = F - E_v$, rezultă :

$$E_v = F - \xi' \qquad 3.3.8$$

Scanned with CamScanner

În figurile 51 și 52 se arată cum se curbează zonele energetice în cazul semiconductorului de tip p, atît pentru $W>0$, cît și pentru $W<0$.

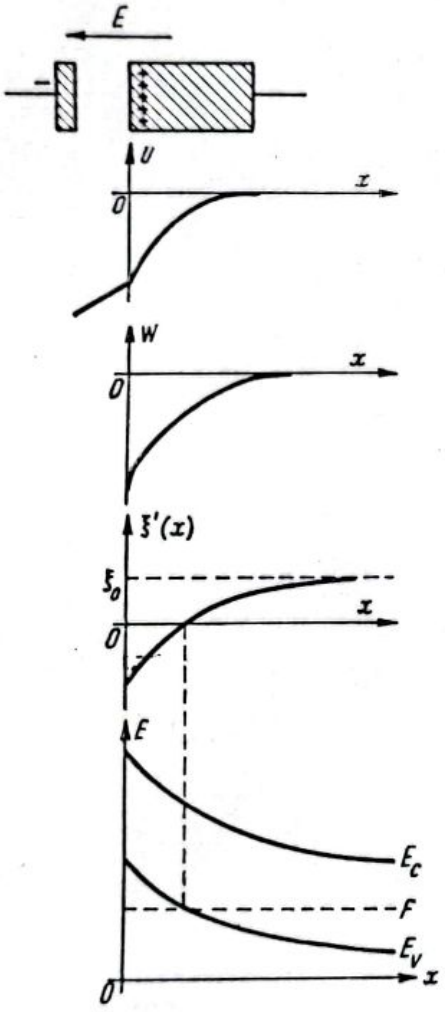


Fig. 51. — Curbarea zonelor energetice într-un semiconductor de tip p plasat în cîmp electric, cazul $W>0$.

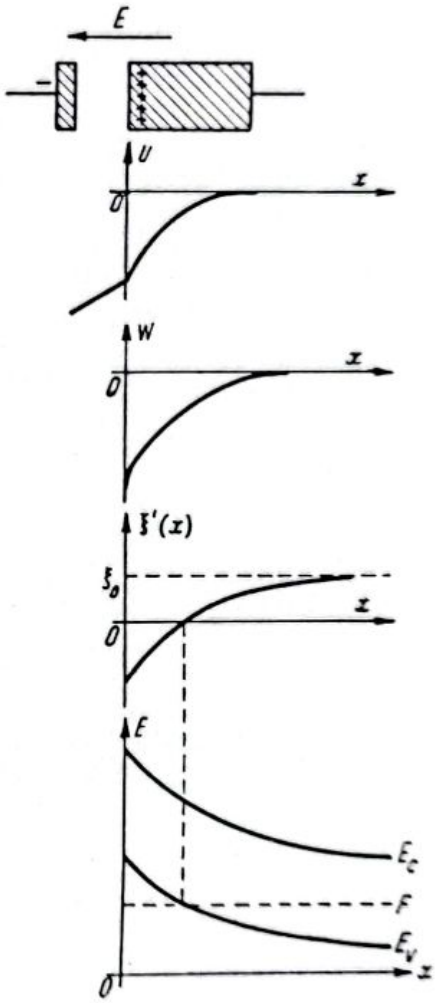
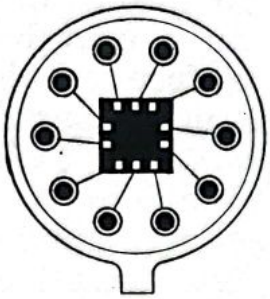


Fig. 52. — Curbarea zonelor energetice într-un semiconductor de tip p plasat în cîmp elecric, cazul $W<0$.

Scanned with CamScanner



II. Fenomene fizice în joncţiunile semiconductoare. Teoria tranzistorilor

Scanned with CamScanner

CAPITOLUL

4

Fenomene de contact

4.1. Lucrul de ieşire. Diferenţa de potenţial de contact

Întrucît în corpul solid electronii sînt în strînsă interacţiune cu ionii încărcaţi pozitiv, rezultă că în cristal electronii au o energie mai mică decît în vid. Experienţele au arătat că pentru a face ca electronii să părăsească corpul solid este nevoie de cheltuirea unei energii oarecare. Această energie poate fi comunicată corpului solid prin încălzire, prin iradiere cu radiaţii luminoase sau cu alte tipuri de radiaţii etc.

După cum s-a arătat în capitolele precedente energia maximă pe care o vor avea electronii în metal, pentru $T=0°K$, este tocmai energia nivelului Fermi. Energia minimă care trebuie comunicată electronului ca să-l scoată din metal (de pe nivelul Fermi) în vid, constituie lucrul de ieşire al electronilor din metalul respectiv. Această definiţie este valabilă şi pentru semiconductori, la care nivelul Fermi este situat în interiorul zonei de conducţie (fig. 53). Dacă E_0 reprezintă energia electronului în vid, atunci din figura 53 rezultă următoarea expresie pentru lucrul de ieşire:

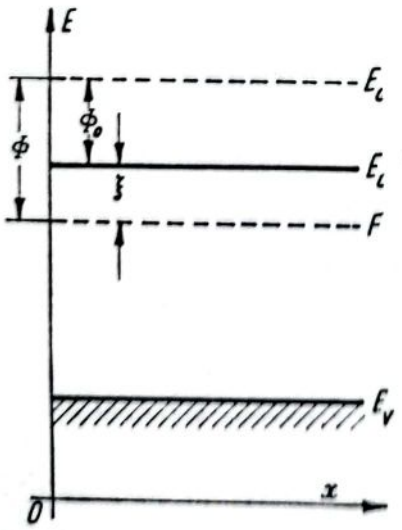


Fig. 53. — Lucrul extern de extracţie a electronului din semiconductor.

$$\Phi = E_0 - F \qquad 4.1.1$$

în care F reprezintă energia corespunzătoare nivelului Fermi.

Numărul electronilor care la o anumită temperatură în urma fluctuaţiilor statistice

Scanned with CamScanner

ies din metal (semiconductor) în vid este determinat de cunoscuta formulă a lui Richardson [18] :

$$N_n = \frac{4\pi}{h^3} mk^2T^2 e^{-\frac{\Phi}{kT}} \qquad 4.1.2$$

adică este determinat numai de lucrul de ieșire Φ și de temperatura T a corpului. În formula 4.1.2, m reprezintă masa electronului ; h — constanta lui Planck iar k — constanta lui Boltzman.

Densitatea curentului de electroni care trec în vacuum de pe 1 cm² de suprafață într-o secundă va fi :

$$I = \frac{4\pi m}{h^3} k^2 e T^2 e^{-\frac{\Phi}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{\Phi}{kT}} \qquad 4.1.3$$

în care constanta A are valoarea $120{,}4 \frac{A}{cm^2 \cdot grd^2}$.

Dacă două metale M_1 și M_2 avînd lucrurile la ieșire Φ_1 și Φ_2 (fig. 54) sînt aduse în contact, atunci în cazul în care $\Phi_1 < \Phi_2$ mai mulți electroni vor ieși din metalul M_1 decît din M_2. Numărul electronilor care pleacă din M_1 va fi dat de :

$$N_1 = \frac{4\pi}{h^3} mk^2T^2 e^{-\frac{\Phi_1}{kT}} \qquad 4.1.4$$

iar al celor care pleacă din M_2 va fi :

$$N_2 = \frac{4\pi}{h^3} mk^2T^2 e^{-\frac{\Phi_2}{kT}} \qquad 4.1.5$$

Deoarece $\Phi_2 > \Phi_1$, rezultă $N_1 > N_2$. Cele două sisteme avînd nivele Fermi diferite, numărul particulelor cu potențial chimic mai mare trebuie să

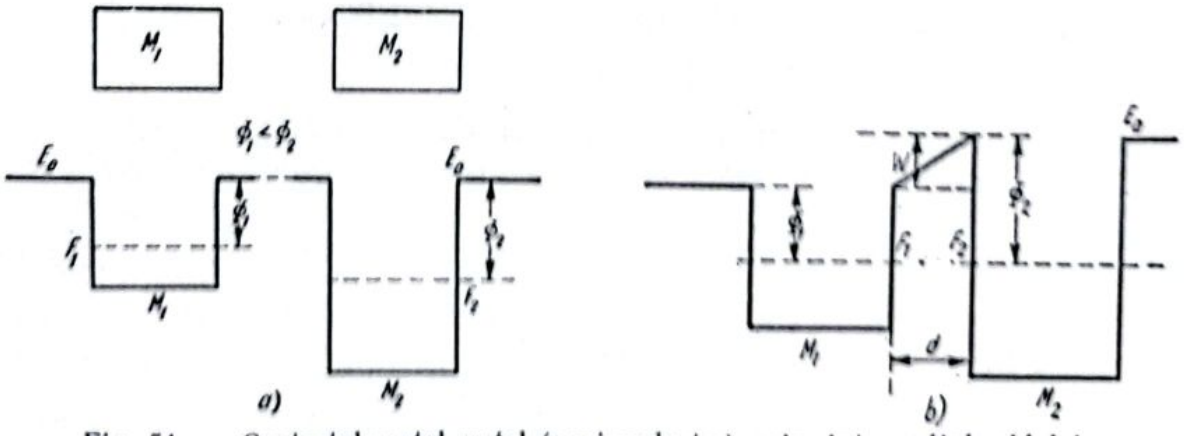


Fig. 54. — Contactul metal-metal (semiconductor) prin intermediul vidului: *a* — imediat după aducerea în contact a celor două metale; *b* — după atingerea echilibrului (nivelele Fermi la același nivel).

se micșoreze trecînd pe nivelele libere din M_2 situate mult mai jos decît cele din M_1. Astfel apare un flux orientat de electroni din metalul cu potențial chimic mai mare (mai apropiat de E_0) către metalul M_2 care are nivelul Fermi mai inferior, sistemul tinzînd către echilibru. Trecerea electronilor de la un metal la altul (în urma aducerii celor două metale în contact — prin intermediul vidului) va avea loc pe seama difuziei purtătorilor sau a altui proces fizic pînă cînd concentrațiile purtătorilor în cele două metale vor ajunge la echilibru. În acest caz nivelele lor Fermi vor fi situate la aceeași înălțime (fig. 54, *b*). Deoarece mai mulți electroni pleacă din M_1 metalul M_2 se va încărca negativ față de metalul M_1. Între cele două metale apare astfel o diferență de potențial de contact, V_c, deci și un cîmp electric E_c, îndreptat de la M_1 spre M_2. În acest caz electronii care pleacă din M_1, ca să poată atinge suprafața metalului M_2 trebuie să învingă o barieră de potențial suplimentară $W = -eV_c$ dată de cîmpul electric de contact. Rezultă că lucrul de ieșire a electronilor din M_1 a crescut cu valoarea W devenind :

$$\Phi_1' = \Phi_1 + W. \qquad 4.1.6$$

Fluxul electronilor care pleacă din M_1 și ajung în M_2 va fi de data aceasta :

$$N_1' = \frac{4\pi m}{h^3} (kT)^2 \, e^{-\frac{\Phi_1 + W}{kT}} \qquad 4.1.7$$

pe cînd N_2 rămîne același (dat de formula 4.1.5). Diferența de potențial V_c va crește pînă cînd fluxurile de electroni în cele două sensuri devin egale și se ajunge la echilibru. În acest caz se poate scrie $N_1' = N$ sau :

$$\frac{4\pi m}{h^3} (kT)^2 \, e^{-\frac{\Phi_1 + W}{kT}} = \frac{4\pi m}{h^3} (kT)^2 \, e^{-\frac{\Phi_2}{kT}} \qquad 4.1.8$$

Se vede că valoarea de echilibru a potențialului W este :

$$W_0 = \Phi_2 - \Phi_1 \qquad 4.1.9$$

adică este egală cu diferența dintre lucrurile de ieșire ale celor două metale. Diferența de potențial de contact va fi dată de relația (la echilibru) :

$$V_0 = -\frac{W_0}{e}. \qquad 4.1.10$$

Cîmpul electric de contact va fi dat de :

$$E_0 = -\frac{V_0}{d} = \frac{W_0}{ed} = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{ed} \qquad 4.1.11$$

în care d reprezintă distanța dintre cele două metale.

Scanned with CamScanner

Densitatea sarcinilor spațiale care apar la suprafața metalelor de pe care pleacă electroni este dată de :

$$\sigma = \frac{E}{4\pi} = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{4\pi e d} \qquad 4.1.12$$

iar numărul electronilor lipsă de pe fața încărcată pozitiv (a metalului M_1) va fi dat de :

$$N = \frac{\sigma}{e} = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{4\pi e^2 d}. \qquad 4.1.13$$

În cazul unei diferențe de contact a potențialelor W_0 de 1 eV și $d = 0{,}1$ cm, va rezulta un număr $N = 5{,}5.10^6 \frac{\text{electroni}}{\text{cm}^2}$.

Dacă în locul unui metal, de exemplu în locul metalului M_1, se așază un semiconductor, prin considerente analoage cu cele precedente, se ajunge la aceleași rezultate. La contactul metal-semiconductor apare de asemenea o diferență de potențial de contact V_c dată de formula 4.1.10. La fel numărul electronilor deficitari din stratul superficial al semiconductorului încărcat pozitiv (se ia $\Phi_{s/c} < \Phi_M$) va fi dat de formula 4.1.13, dar spre deosebire de metal în care concentrația purtătorilor este mare ($\sim 10^{22}$ cm^{-3}), în cazul semiconductorului caracterizat de exemplu printr-o concentrație a purtătorilor $n \approx 10^{14}$ cm^{-3} este nevoie să se extragă electroni dintr-un strat superficial de grosime mai mare ; grosimea acestui strat (pentru $N = 5{,}5.10^6 \frac{\text{electroni}}{\text{cm}^2}$, ca mai sus) este dată de :

$$L = \frac{N}{n} \simeq 0{,}5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}. \qquad 4.1.14$$

Acest strat fiind sărăcit în purtători va prezenta o rezistență ridicată, iar grosimea lui este determinată de intensitatea cîmpului electric de contact :

$$L = \frac{N}{n} = \frac{\frac{\sigma}{e}}{n} = \frac{E_{oc}}{4\pi} \frac{1}{ne} \qquad 4.1.15$$

Cum E_{oc} depinde de distanța d dintre metal și semiconductor atunci cînd d scade, L va crește. În cazul cînd metalul este intim legat de semiconductor (prin lipire, evaporare în vid etc.) atunci $d \simeq 10^{-7}$ cm și $N = 5, 5.10^{12}/\text{cm}^2$. Pentru o concentrație $\sim 10^{14}$ cm^{-3} rezultă $L = \frac{N}{n} \approx$ $\approx 5{,}5.10^{-2}$ cm, adică cîmpul electric de contact pătrunde în semiconductor pe o distanță apreciabilă. În formula $E_{oc} = \frac{V_{oc}}{d}$ în locul lui d mai corect ar fi să se ia (în cazul de față) valoarea $d' = d + L$ (fig. 55).

Cîmpul electric de contact poate fi considerat ca un cîmp electric extern pentru electronii care se află în semiconductor. După cum s-a

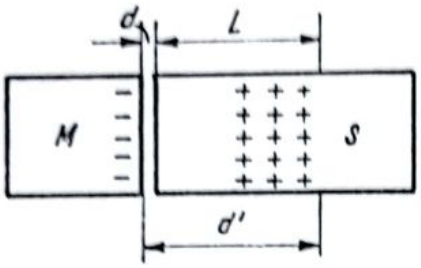


Fig. 55. — Contactul intim între un metal și un semiconductor ($d<10^{-7}$ cm).

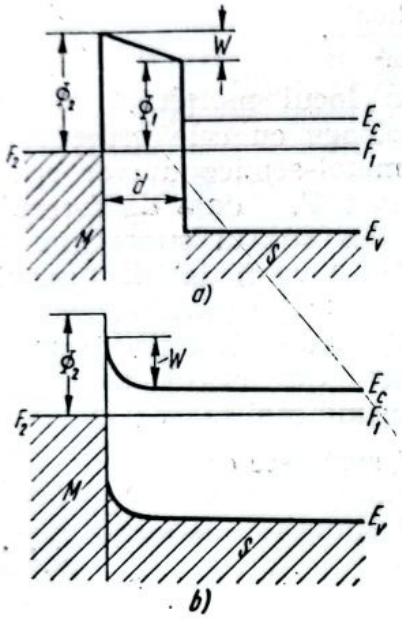


Fig. 56. — Curbarea zonelor energetice ale unui semiconductor adus în contact cu un metal.

arătat în paragraful 3.3, prin aplicarea unui cîmp electric din exterior, zonele energetice ale semiconductorului se vor curba în mod corespunzător sensului cîmpului electric aplicat. Cînd cîmpul electric extern pătrunde în semiconductor, energia electronului la fundul zonei de conducție se mărește cu mărimea $W(x)=-eV_c$. La o distanță mare de suprafață, în interiorul semiconductorului unde $E=0$, energia electronului va rămîne neschimbată, deoarece $W(x)=-eV_c(x)=0$. Pe măsura apropierii de suprafața semiconductorului (spre partea care se află în contact cu metalul), începe să se facă simțit cîmpul electric de contact și energia electronului începe să crească, zonele energetice se vor curba în sus cu mărimea $W(x)$ (fig 56, *b* și fig. 57, *a*). Nivelele Fermi vor rămîne la aceeași înălțime. În figura 56, *b* se arată curbarea în sus a zonelor energetice în urma apropierii foarte mult a semiconductorului de metal (distanța d dintre cele două corpuri a fost micșorată foarte mult).

În interiorul semiconductorului, concentrația electronilor este dată de formula cunoscută :

$$n_0 = 2\left(\frac{2\pi mkT}{h^2}\right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_c - F}{kT}} \qquad 4.1.16$$

În stratul superficial (la granița de contact cu metalul) concentrația purtătorilor va fi dată de formula :

$$n(x) = 2\left(\frac{2\pi mkT}{h^2}\right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_c - F + W(x)}{kT}} = n_0 e^{-\frac{W(x)}{kT}} \qquad 4.1.17$$

Și din această relație se vede cum stratul superficial al semiconductorului, în urma realizării contactului dintre metal și semiconductor, sărăcește în purtători (electroni), deci concentrația $n(x)$ este mai mică decît concentrația n_0 (din interiorul semiconductorului). De exemplu, pentru $W(x)>3kT$, rezultă $n(x)\sim\frac{1}{e^3}n_0\approx\frac{1}{10}n_0$. Stratul superficial al semiconductorului, fiind sărăcit în purtători, va prezenta o rezistență electrică mai mare decît restul semiconductorului caracterizat prin o concentrație

n_0 mai mare decît $n(x)$. Din această cauză acest strat poartă denumirea de strat de baraj, întrucît el împiedică trecerea curentului prin contactul metal-semiconductor. Lățimea acestui strat este determinată de adîncimea pînă la care pătrunde cîmpul E_{0e} în semiconductor, producînd astfel o neuniformitate a concentrației purtătorilor în regiunea respectivă (mai departe, în adîncimea semiconductorului concentrația purtătorilor rămîne constantă, avînd valoarea n_0). În capitolul 3, s-a arătat că adîncimea pînă la care pătrunde cîmpul electric în semiconductor este exprimată prin mărimea :

$$L_d = \sqrt{\frac{\varepsilon k T}{e^2 n_0}} \qquad 4.1.18$$

numită lungimea de ecranare (v. 3.2.22). Expresia 4.1.18 a fost găsită în urma rezolvării ecuației lui Poisson, în cazul unui semiconductor plasat în cîmp electric exterior prin intermediul unei plăcuțe metalice încărcată pozitiv sau negativ). Densitatea sarcinilor spațiale era dată de expresia :

$$\rho(x) = e(n - n_0) \qquad 4.1.19$$

unde $n_0 = N_d^+$. Care va fi densitatea sarcinii spațiale în cazul contactului intim dintre metal și semiconductor ? S-a văzut că în apropierea suprafeței de contact, stratul semiconductor este sărăcit în electroni, în urma electronilor care au plecat spre metal rămîne un număr N^+ de ioni pozitivi. Sarcina de volum într-un centimetru cub din regiunea stratului superficial va fi deci :

$$\rho = e(N_d^+ - n(x)) \qquad 4.1.20$$

În semiconductor (în adîncimea lui), concentrația va fi constantă și egală cu n_0, deci :

$$n(x) = n_0 = N_d \qquad 4.1.21$$

deoarece, deja pentru $T = 20°C$, pentru majoritatea semiconductorilor folosiți în practică este realizată egalitatea $N_d^+ = N_d$ și cum $N_d^+ = n_0$ rezultă $n_0 = N_d$.

Cum $n(x) \ll n_0$, în expresia 4.1.20 se va neglija $n(x)$ și rămîne :

$$\rho = eN_d^+ = eN_d = en_0 \qquad 4.1.22$$

Aceste relații sînt adevărate numai în ipoteza în care $\Phi_{metal} > \Phi_{semiconductor}$ adică în cazul în care semiconductorul se încarcă pozitiv. În aceste ipoteze (4.1.22) se obțin alte expresii pentru distribuția cîmpului electric și respectiv a potențialelor (energiilor potențiale) în funcție de distanță.

Scanned with CamScanner

Dacă V_c este potențialul de contact și $W(x)=-eV_c$ reprezintă energia potențială, atunci ecuația lui Poisson se scrie :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{1}{\varepsilon}\rho = -\frac{1}{\varepsilon} e \cdot n_0 \qquad 4.1.23$$

sau :

$$\frac{d^2W}{dx^2} = +\frac{n_0}{\varepsilon} e^2. \qquad 4.1.24$$

Condițiile la limite sînt următoarele :
La distanța L_d cîmpul electric și energia potențială se anulează, adică :

$$E(L_d) = 0 \quad \text{și} \quad W(L_d) = 0 \qquad 4.1.25$$

Soluția generală a ecuației 4.1.24 se poate scrie sub forma :

$$W(x) = \frac{e^2}{2\varepsilon} n_0 (L_d - x)^2 + A(L_d - x) + B \qquad 4.1.26$$

Ținînd seama de condițiile la limită 4.1 25, rezultă :

$$W(L_d) = B = 0$$

$$E(L_d) = \frac{1}{e}\frac{dW}{dx}\Big|_{x=L_d} = -A = 0$$

Atunci soluția $W(x)$ va fi :

$$W(x) = \frac{n_0}{2\varepsilon} e^2 (L_d - x^2). \qquad 4.1.27$$

Cîmpul electric va fi dat de :

$$E(x) = \frac{1}{e}\frac{dW}{dx} = -\frac{n_0 e}{\varepsilon}(L_d - x). \qquad 4.1.28$$

Din condiția ca pentru $x=0$, $W(x=0) = W(0)$, rezultă adîncimea L_d de pătrundere a cîmpului electric în semiconductor :

$$L_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon W(0)}{e^2 \cdot n_0}}. \qquad 4.1.29$$

Deoarece pentru o distanță metal-semiconductor $d<10^{-7}$ cm rezultă $L_d \simeq 5{,}5.10^{-2}$ cm, cîmpul electric (deci și energia potențială) se vor repartiza practic în semiconductor și foarte puțin în intervalul $d<d'$ (v. fig. 55). Atunci, conform lui 4.1.9, rezultă :

$$W(0) = W_0 = \Phi_2 - \Phi_1 \qquad 4.1.30$$

deci :

$$L_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\Phi_M - \Phi_{s/c})}{e^2 n_0}} \sim \sqrt{\frac{1}{n_0}} \qquad 4.1.31$$

$$L_d \sim (\Phi_M - \Phi_{s/c})^{1/2} \qquad 4.1.32$$

Scanned with CamScanner

unde Φ_M este lucrul de ieșire pentru metal, iar $\Phi_{s/c}$ lucrul de ieșire pentru semiconductor.

Formulele de mai sus sînt adevărate în ipoteza $\Phi_M > \Phi_{s/c}$. În aceste condiții apare în regiunea superficială un strat de baraj cu rezistența electrică mare și de lățime L_d exprimată prin relația 4.1.31.

În cazul în care $\Phi_M < \Phi_{s/c}$ metalul se va încărca pozitiv (din el pleacă mulți electroni — care vin pe semiconductor în regiunea de contact), iar semiconductorul se va încărca negativ. Rezultă deci o energie potențială $W(x) = -eV_c$ negativă care va duce la micșorarea energiei electronului la marginea inferioară a zonei de conducție pe-o distanță egală cu adîncimea de pătrundere a cîmpului electric de contact (sensul acestui cîmp este contrar sensului cîmpului din cazul precedent). Datorită acestui fapt zonele energetice ale semiconductorului vor suferi o curbare în jos, în regiunea de contact (fig. 57, *b*). Întrucît concentrația purtătorilor în regiunea superficială a semiconductorului a crescut (adică $n(x) > n_0$) rezultă că în această regiune rezistența semiconductorului a scăzut. Un asemenea strat superficial, cu rezistență electrică mică, se numește strat de trecere sau strat antibaraj. Întrucît $n(x) \ll n_0$, rezultă că grosimea

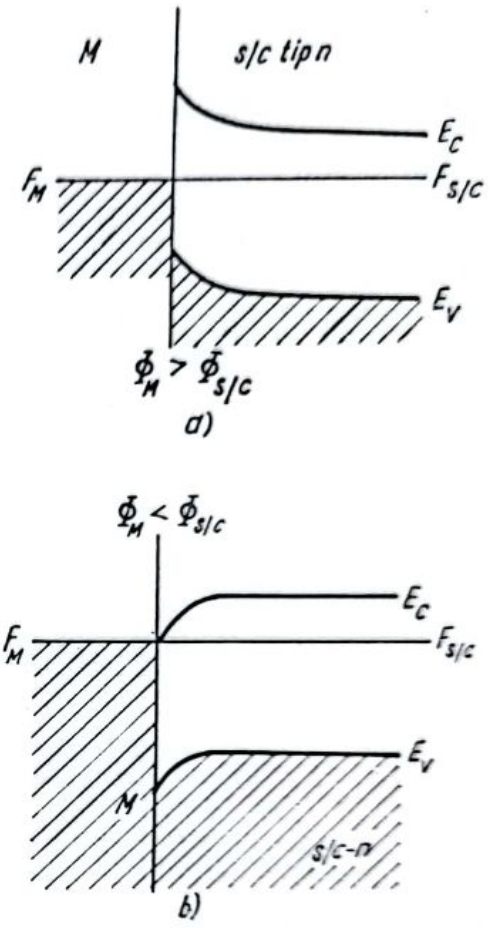


Fig. 57. — Curbarea zonelor energetice ale unui semiconductor de tip *n* adus în contact cu un metal: *a* — cazul $\Phi_M > \Phi_{s/c}$; *b* — cazul $\Phi_M < \Phi_{s/c}$

$$L = \frac{N}{n(x)} \qquad 4.1.33$$

a acestui strat va fi mult mai mică decît grosimea stratului de baraj.

Pentru contactul între metal și un semiconductor de tip p, de asemenea se deosebesc două cazuri, corespunzătoare raportului dintre Φ_M și Φ_{sc}.

Dacă $\Phi_M < \Phi_{s/c}$, stratul superficial al semiconductorului se va sărăci în electroni (care trec în metal, încărcîndu-l negativ), dar datorită faptului că în acest tip de semiconductor purtătorii majoritari sînt golurile, scăderea numărului de electroni nu va modifica în mod esențial conductibilitatea semiconductorului în regiunea de contact. Metalul încărcîndu-se negativ va atrage golurile pozitive din adîncimea semiconductorului, făcînd ca stratul superficial al semiconductorului să se încarce și mai pozitiv. Concentrația purtătorilor majoritari (golurile) în regiunea superficială crescînd, rezistența acestui strat va scădea mult, favorizînd trecerea

Scanned with CamScanner

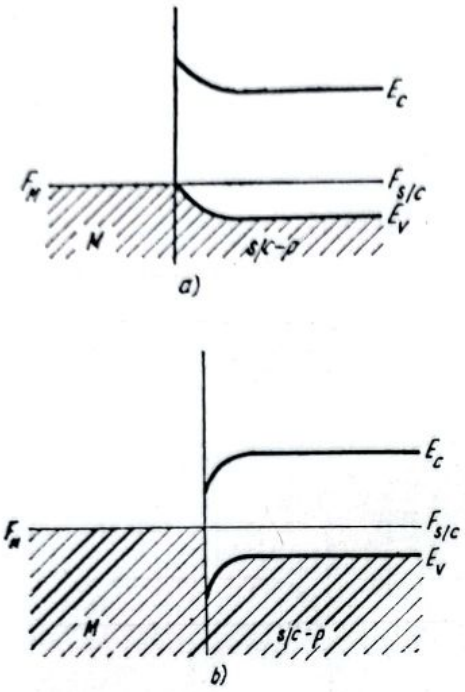


Fig. 58. — Curbarea zonelor energetice ale unui semiconductor de tip p adus în contatccu un metal; a — cazul $\varphi_M < \varphi_{s/c}$; b — cazul $\varphi_M > \varphi_{s/c}$

ușoară a curentului electric. Acest strat constituie de asemenea un strat de trecere. Întrucit $W_c = eV_c$ are o valoare pozitivă, zonele energetice ale semiconductorului, se vor curba în sus, în regiunea de contact, așa cum se arată în figura 58, *a*.

Dacă $\Phi_M < \Phi_{s/c}$, stratul superficial al semiconductorului sărăcește în purtătorii majoritari (care sînt împinși departe spre interiorul semiconductorului), deoarece metalul se încarcă pozitiv, iar semiconductorul se încarcă negativ. În acest caz W_c are o valoare negativă, iar zonele energetice se vor curba în jos (fig. 58, *b*).

Întrucît stratul superficial al semiconductorului este sărăcit în purtători majoritari, el va constitui un strat de baraj în calea curentului electric. Formulele 4.1.20-4.1.32, din cazul $\Phi_M > \Phi_{s/c}$ pentru semiconductorul de tip n, sînt valabile și în acest caz al semiconductorului de tip p (dar pentru $\Phi_M < \Phi_{s/c}$), cu condiția ca toate centrele acceptoare să fie ionizate. Din formula care definește concentrația golurilor într-un semiconductor de tip p (analog cu relațiile 3.2.2 și 3.3.2) :

$$p = p_0 e^{-\frac{W(x)}{kT}} \qquad 4.1.34$$

rezultă că atunci cînd $W(x)$ este negativ se formează un strat de baraj, iar cînd $W(x)$ este pozitiv, se formează un strat de trecere (antibaraj).

Deoarece în regiunea superficială de contact apar în surplus sarcini pozitive sau negative, această regiune se mai numește și domeniul sarcinii spațiale. Grosimea acestui strat depinde de diferența lucrurilor de ieșire Φ_M și $\Phi_{s/c}$, cum și de concentrația purtătorilor de echilibru.

Întrucît, în metal, practic cîmpul electric de contact nu pătrunde, în interiorul acestuia nu va exista un domeniu al sarcinii spațiale.

Ce se întîmplă cînd din exterior, asupra regiunii de contact, se aplică un cîmp electric suplimentar E_{ext} în afara cîmpului electric de contact ?

În absența cîmpului electric suplimentar, în cazul echilibrului între cele două metale (sau între metal și semiconductor), nivelele Fermi vor fi la aceeași înălțime, iar diferența potențialelor în regiunea de contact va fi dată de expresia cunoscută :

$$W_0 = \Phi_2 - \Phi_1 \qquad 4.1.35$$

Scanned with CamScanner

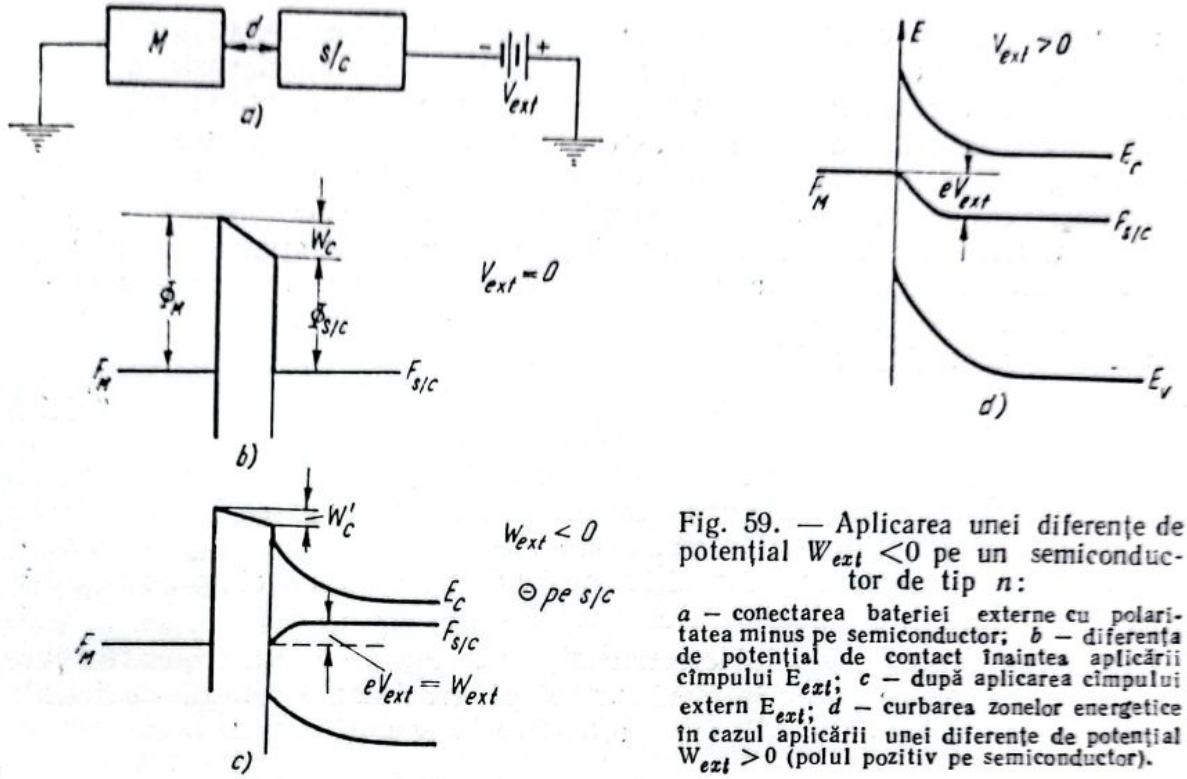


Fig. 59. — Aplicarea unei diferențe de potențial $W_{ext}<0$ pe un semiconductor de tip n:

a — conectarea bateriei externe cu polaritatea minus pe semiconductor; *b* — diferența de potențial de contact înaintea aplicării cîmpului E_{ext}; *c* — după aplicarea cîmpului extern E_{ext}; *d* — curbarea zonelor energetice în cazul aplicării unei diferențe de potențial $W_{ext}>0$ (polul pozitiv pe semiconductor).

În figura 59, *a* este ilustrată această situație. Contactul între metal și semiconductor (sau între cele două metale) care sînt despărțite prin distanța *d* este realizat prin pămînt.

După ce s-a stabilit echilibrul între metal și semiconductor și a apărut diferența de potențial de contact $V_c=-\frac{W}{e}$, se aplică din exterior cîmpul electric E_{ext}, introducînd o sursă electrică în circuitul semiconductor — pămînt-metal, cu polul minus pe semiconductor (fig. 59, *a*, *c*). Deoarece pe semiconductor s-a aplicat din exterior un potențial negativ $V_{ext}<0$, energia suplimentară primită de electronii din semiconductor va fi $eV_{ext}>0$. La început se va considera cazul semiconductorului de tip *n*. În acest caz nivelele energetice ale semiconductorului și respectiv nivelul Fermi se va ridica în sus cu distanța energetică $W_{ext}=eV_{ext}$ (fig. 59, *c*). Evident, odată ce energia electronilor din semiconductor (sau metalul M_1) a crescut cu eV_{ext}, bariera de potențial W_c se va micșora cu eV_{ext} ; valoarea ei efectivă va fi atunci dată de :

$$W'_c = W_c - eV_{ext} \qquad 4.1.36$$

Aceasta înseamnă că sensul cîmpului electric E_{ext} este împotriva sensului cîmpului electric de contact E_c, tinzînd să anihileze acțiunea acestuia. Deoarece înălțimea barierei de potențial a scăzut în acest caz cu eV_{ext}, înseamnă că și curbarea zonelor energetice va scade cu mărimea eV_{ext} (ele s-au ridicat — împreună cu nivelul Fermi — cu această valoare). Cîmpul electric E_{ext} va goni electronii din adîncimea semicon-

Scanned with CamScanner

ductorului spre suprafața de contact, deci concentrația purtătorilor în stratul superficial începe să crească, ceea ce duce la micșorarea rezistenței acestui strat, deși el rămîne în continuare un strat cu rezistență mare. Dacă, invers, pe semiconductorul de tip n se aplică un potențial pozitiv (polul pozitiv al bateriei), atunci electronii vor fi împinși înspre interiorul semiconductorului, rezistența stratului de baraj crește și mai mult. Întrucît, în acest caz, E_{ext} întărește acțiunea cîmpului electric de contact (sînt aplicate în același sens), zonele de energie vor coborî — față de situația de echilibru — cu mărimea $e \cdot V_{ex}$ (fig. 59, *d*). Înălțimea barierei de potențial va fi în acest caz egală cu :

$$W_c' = W_c + eV_{ext} \qquad 4.1.37$$

În cazul unui semiconductor de tip p situația se prezintă exact invers : pentru ca E_{ext} să aibă aceeași direcție cu E_c, trebuie să se aplice pe semiconductor un potențial negativ (zonele se vor curba în jos cu mărimea eV_{ext}) și un potențial pozitiv, pentru ca cele două cîmpuri să aibă sensuri contrarii (zonele se vor ridica cu eV_{ext}).

Întrucît aplicarea cîmpului electric din exterior duce la micșorarea sau mărirea barierei de potențial, evident că și grosimea stratului de baraj, exprimată prin relația 4.1.31 se va modifica în același ritm :

$$L_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon \cdot W_c'}{e^2 \cdot n_0}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon (W_c + eV_e)}{e^2 \cdot n_0}}. \qquad 4.1.38$$

Grosimea stratului de baraj se modifică puternic dacă E_{ext} este destul de mare. Stratul de baraj dispare complet cînd $V_e = \frac{1}{e} W_c$, iar cînd $V_e > \frac{1}{e} W_c$ toată tensiunea suplimentară va cădea în mod uniform pe întreaga grosime a semiconductorului.

Întrucît concentrația purtătorilor în stratul de baraj este mică, acest strat va avea o rezistență apreciabilă față de restul semiconductorului ; o diferență de potențial aplicată din exterior se va repartiza aproape în întregime pe această regiune cu rezistență electrică ridicată. Se poate considera că stratul de baraj constituie un fel de izolator (are rezistență mare) dispus între două plăci conductoare : metalul — cu care semiconductorul este în contact — și restul semiconductorului caracterizat printr-o rezistență electrică mică în comparație cu rezistența stratului de baraj. A luat naștere deci un condensator care are distanța între plăci egală cu grosimea stratului de baraj („dielectricului"). Capacitatea acestui condensator va fi deci :

$$C = S \frac{\varepsilon}{4\pi \cdot L_d} = S \sqrt{\frac{\varepsilon n_0 e^2}{2 (W_c + eV_e)}} \qquad 4.1.39$$

unde S reprezintă aria suprafeței semiconductorului care vine în contact cu metalul. Experiența confirmă dependența valorii lui C în funcție de

Scanned with CamScanner

V_e și n_0 conform formulei 4.1.39. De asemenea, măsurînd capacitatea stratului de baraj în curent alternativ de mică amplitudine, se poate afla cu ajutorul formulei de mai sus, grosimea L_d a stratului de baraj.

4.2. Redresarea la contactul metal-semiconductor

Datorită existenței stratului de baraj, contactul metal-semiconductor are proprietăți de redresare. Dacă diferența între lucrurile de ieșire este suficient de mare astfel încît să apară un cîmp electric E_c destul de intens, atunci rezistența stratului de baraj este apreciabilă. Ce se întîmplă cînd din exterior se aplică un cîmp electric alternativ? Cînd polaritatea tensiunii aplicate este în sensul întăririi cîmpului E_c (sau V_c) lățimea stratului de baraj va crește, el devenind și mai sărac în purtători — care sînt împinși spre interiorul semiconductorului. Rezistența stratului de baraj va crește foarte mult, lăsînd să treacă prin contact un curent electric foarte mic, practic neglijabil. Acesta este sensul invers de conectare a sursei de curent exterioare. Alternanța respectivă a curentului alternativ aplicat va fi tăiată. Cealaltă alternanță însă va da un cîmp electric E_{ext}, în sens contrar cîmpului electric de contact, micșorîndu-i acțiunea, sau chiar anulînd-o (depinde de amplitudinea curentului alternativ aplicat). Electronii vor fi împinși din interiorul semiconductorului spre regiunea de contact, mărind concentrația purtătorilor în stratul de baraj. Ca atare rezistența electrică a stratului de baraj, cît și lățimea acestui strat, vor scade foarte mult, permițînd curentului electric să treacă. Alternanța respectivă a curentului alternativ aplicat va trece aproape intactă (totuși stratul de baraj mai are o rezistență electrică oarecare), sau va trece complet nemodificată, dacă $V_{ext}=V_c$.

Dependența curentului redresat de tensiunea alternativă aplicată constituie caracteristica curent-tensiune a contactului redresor.

Pentru calcularea caracteristicii curent-tensiune a contactului redresor se apelează la ecuația de difuzie :

$$J_{tot} = e\left(\mu_n nE + D_n \frac{dn}{dx}\right) \qquad 4.2.1$$

și ecuația lui Poisson :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{1}{\varepsilon}\cdot\rho \qquad 4.2.2$$

luate împreună. În funcție de modul în care se alege expresia densității sarcinii spațiale ρ și de ipotezele făcute asupra drumului liber mijlociu al purtătorilor față de lățimea L_d a stratului de baraj, există mai multe teorii care permit calcularea caracteristicii de redresare. În cele ce urmează se vor analiza teoria difuziei (sau teoria lui Davîdov și Pekar) și teoria diodei (sau teoria lui Bethe).

Scanned with CamScanner

4.2.1. Teoria diodei

Se numește așa deoarece mișcarea electronilor prin stratul de baraj se face fără frînare (nu suferă ciocniri cu alți purtători), în mod analog cu mișcarea electronilor într-un tub electronic cu vid (diodă). Evident, pentru ca acest lucru să fie posibil se cere ca stratul de baraj să aibă o grosime foarte mică, astfel încît procesele de ciocnire ale electronilor să poată fi neglijate. Este necesar deci ca drumul liber mijlociu al electronilor să fie mai mare decît grosimea L_d a stratului de baraj. Întrucît mobilitatea electronilor este direct proporțională cu lungimea drumului liber mijlociu (v. 1.1.6), adică :

$$\mu = \frac{e\tau}{m_e} = \frac{e}{m_e} \cdot \frac{l}{v} \qquad 4.2.3$$

rezultă că pentru semiconductorii cu mobilități mari ale purtătorilor este aplicabilă teoria diodei. Asemenea semiconductori sînt de exemplu Si, Ge, InSb, HgSe etc. Curentul total (rezultant) după o direcție ox, de exemplu, va fi dat de suma algebrică dintre curentul I_1, datorit electronilor care trec din semiconductor în metal și curentul I_2, datorit electronilor care trec în sens invers, adică din metal în semiconductor. Deoarece nu suferă ciocniri în drumul lor ($d < 10^{-7}$ cm), toți electronii care au o energie suficientă să învingă bariera de potențial Φ_1 vor trece din semiconductor în metal. Conform formulei lui Richardson, fluxul acestor electroni va fi dat de relația 4.1.3 :

$$I_1 = \frac{4\pi m}{h^3}(kT)^2 \cdot e^{-\frac{\Phi_0 + F}{kT}} = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\Phi}{kT}} \qquad 4.2.4$$

După ce s-a realizat contactul și se aplică din exterior un cîmp electric $\mathbf{E}_{ext}$, bariera de potențial pentru semiconductor se va modifica cu mărimea $-eV_e$:

$$I_1' = A \cdot T^2 e^{-\frac{\Phi_{s/c} - eV_e}{kT}} = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\Phi'_{s/c}}{kT}} \qquad 4.2.5$$

Fluxul de electroni care trec din metal în semiconductor va rămîne constant, avînd aceeași valoare pe care a avut-o înaintea aplicării cîmpului electric exterior :

$$I_2 = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\Phi_M}{kT}} \qquad 4.2.6$$

Semnificațiile lui $\Phi'_{s/c}$ și Φ_M sînt arătate în figura 60.

Din figură se vede că W_0 reprezintă diferența potențialelor de contact : $\Phi_{02} - \Phi_{01}$ la echilibru. Prin aplicarea cîmpului electric extern bariera de potențial va scade cu mărimea eV, ceea ce e totuna cu a spune că diferența $(\Phi_M - \Phi_{s/c})$ scade cu valoarea eV. Întrucît aplicarea cîmpu-

Scanned with CamScanner

lui extern duce după cum s-a mai văzut numai la modificarea zonelor energetice ale semiconductorului (ridicîndu-le cu valoarea eV), rezultă că Φ_M rămîne nemodificată, noua valoare Φ'_M fiind identică cu Φ_M. Deoarece zonele energetice ale semiconductorului (împreună cu nivelul Fermi) s-au ridicat cu valoarea eV, înseamnă că noua valoare a lucrului de ieșire a semiconductorului, adică $\Phi_{s/c}$ va fi mai mică decît precedenta și anume cu mărimea eV :

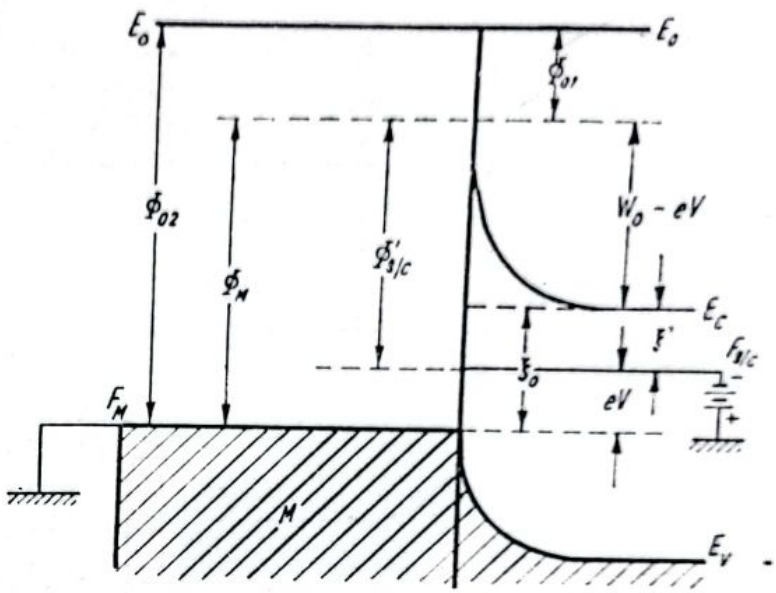


Fig. 60. — Influența cîmpului electric extern asupra lucrului de ieșire a unui semiconductor de tip n adus în contact intim cu un metal. Cazul $W_{ext}<0$.

$$\Phi'_{s/c} = \Phi_{s/c} - eV \qquad 4.2.7$$

Este clar că, în acest caz, curentul I'_1 sau mai precis fluxul electronilor care pleacă din semiconductor în metal prin contact intim ($d<10^{-7}$ cm), va fi mai mare decît curentul invers I'_2 care de fapt a rămas același cu cel de la echilibru. Apare astfel o diferență între cei doi curenți — care la echilibru erau egali — diferență care dă valoarea curentului (fluxului) redresat :

$$I = I'_1 - I_2 \qquad 4.2.8$$

Este comod ca diferența $I'_1 - I'_2$ care dă mărimea curentului rezultant să fie exprimată prin distanța energetică $E_c - E_F$ (sau $E_c - F$) notată prin ξ.

Înaintea aplicării cîmpului electric extern, notînd cu W_0 valoarea la echilibru a diferenței potențialelor de contact și prin ξ_0 distanța energetică $E_c - F_{s/c}$, curenții I_1 și I_2 se exprimă, după cum rezultă din figura 61, prin :

$$I_1 = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W_0 + \xi_0}{kT}} \qquad 4.2.9$$

$$I_2 = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\Phi_{02} - \Phi_{01}}{kT}} . \qquad 4.2.10$$

Se vede că $\Phi_{02} - \Phi_{01}$ reprezintă tocmai lucrul de ieșire a electronilor din metal. Acest lucru rămîne mereu același, chiar dacă din exterior

Scanned with CamScanner

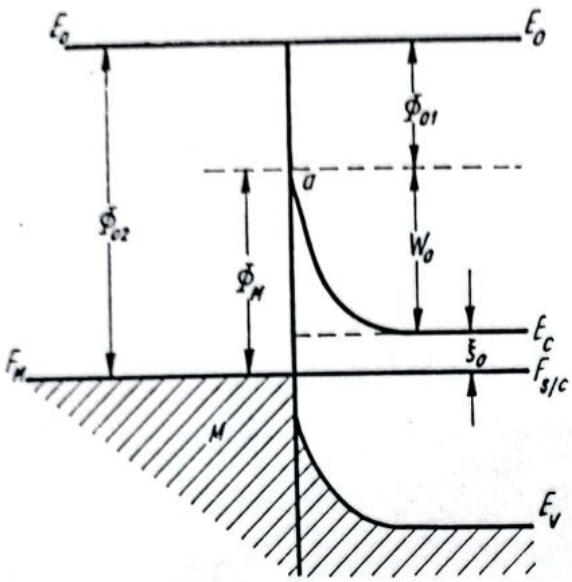


Fig. 61. — Schema energetică a unui semiconductor de tip *n* adus în contact intim cu un metal: $V_{ext} = 0$.

se aplică un cîmp electric oarecare. Diferența $W_0 + \xi_0$ reprezintă lucrul de ieșire $\Phi_{s/c}$ a electronilor din semiconductor. La echilibru cele două lucruri de ieșire sînt egale, adică

$$\Phi_M = \Phi_{s/c} \qquad 4.2.11$$

sau exprimat prin ξ_0 :

$$\Phi_{02} - \Phi_{01} = W_0 + \xi_0. \qquad 4.2.12$$

Într-adevăr, din figura 61 se vede că egalitatea 4.2.12 este satisfăcută, Pentru ca electronii să treacă din metal în semiconductor și invers, din semiconductor în metal, este suficient ca ei să depășească bariera W_0 (dinspre metal) sau bariera $\xi_0 + W_0$ (dinspre semiconductor) prin punctul *a* (contactul între metal și semiconductor fiind foarte intim nu mai este nevoie ca electronii să treacă de la un corp la altul prin vid).

Ce se întîmplă cînd din exterior se aplică un cîmp electric ? În acest caz, după cum s-a văzut W_0 devine $W' = W - eV$. Curentul I_1 devine I_1' (de neechilibru) :

$$I_1 = A \cdot T^2 \, e^{-\frac{W' + \xi_0}{kT}} = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W_0 - eV + \xi_0}{kT}} \qquad 4.2.13$$

sau :

$$I_1' = A \cdot T^2 e^{-\frac{W_0 + \xi'}{kT}} \qquad 4.2.14$$

unde prin ξ' s-a notat diferența $\xi_0 - eV$. Se vede că lucrul de ieșire pentru semiconductor devine $\Phi_{s/c}' < \Phi_{s/c}$, deoarece :

$$\Phi_{s/c}' = W_0 + \xi' = W_0 + \xi_0 - eV = \Phi_{s/c} - eV \qquad 4.2.15$$

adică tocmai relația 4.2.7.

Conform formulei 4.2.8, valoarea curentului redresat va fi :

$$I = AT^2 e^{-\frac{W' + \xi_0}{kT}} - A \cdot T^2 \cdot e^{\frac{\Phi_{02} - \Phi_{01}}{kT}} \qquad 4.2.16$$

sau :

$$I = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W_0 + \xi_0}{kT}} \cdot e^{\frac{eV}{KT}} - A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\Phi_{02} - \Phi_{01}}{kT}}. \qquad 4.2.17$$

Scanned with CamScanner

Ținînd seama de 4.2.12 și dînd factor pe $A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W_0 + \xi_0}{kT}}$ rezultă :

$$I = A \cdot T^2 \, e^{-\frac{W_0 + \xi_0}{kT}} \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) \qquad 4.2.18$$

sau ,

$$I = I_s \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) \qquad 4.2.19$$

unde :

$$I_s = AT^2 \cdot e^{-\frac{W_0 + \xi_0}{kT}} \qquad 4.2.20$$

reprezintă curentul de saturație. Se observă că I_s coincide cu I_2 sau I_1 înainte de aplicarea cîmpului electric exterior.

Formula 4.2.19 reprezintă dependența curentului (fluxului) total în funcție de tensiunea aplicată, adică descrie caracteristica curent-tensiune a contactului redresor.

În funcție de polaritatea cîmpului electric aplicat din exterior, V din expresia 4.2.19 poate fi pozitiv sau negativ. Dacă $V<0$, va rezulta $\frac{eV}{kT} \ll 1$, adică :

$$I = -I_s \qquad 4.2.21$$

Cînd $V>0$, I scade foarte repede cu V (unitatea este neglijată în raport cu exponențiala). Reprezentarea grafică a formulei 4.2.19 este dată în figura 62.

I_s poate fi exprimat prin concentrația purtătorilor din stratul superficial al semiconductorului. Într-adevăr, se știe (v. 3.3.2), că :

$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{W(x)}{kT}} \qquad 4.2.22$$

Pe de altă parte, din 4.2.20, rezultă :

$$I_s = \frac{4\pi \cdot mk^2}{h^3} T^2 \cdot e^{-\frac{E_{c0} - F_{0\,s/c}}{kT}} e^{-\frac{W}{kT}} \qquad 4.2.23$$

unde $E_{c0} - F_{0\,s/c} = \xi_0$, cînd $V_{ext} = 0$.

Înmulțind prin e se obține în loc de flux, curentul I_s :

$$I_s = 2e \left[\frac{2\pi mkT}{h^2} \right]^{3/2} \left[\frac{kT}{m} \cdot \frac{1}{2\pi} \right]^{1/2} \cdot e^{-\frac{E_{c0} - F_0}{kT}} \cdot e^{\frac{W_e}{kT}} \qquad 4.2.24$$

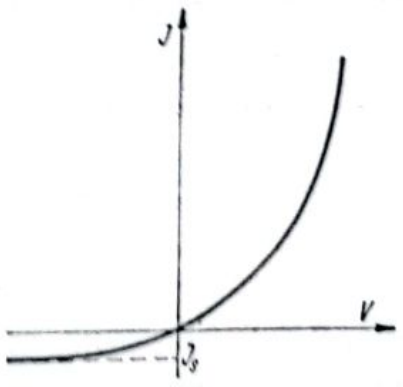


Fig. 62. Caracteristica curent - tensiune a contactului metal -semiconductor. Teoria diodei.

Scanned with CamScanner

sau :

$$I_s = e \cdot N_c \cdot e^{-\frac{E_{c0} - F_0}{kT}} \cdot e^{-\frac{W_e}{kT}} \cdot \frac{\bar{v}}{4} \qquad 4.2.25$$

adică :

$$I_s = n_0 \cdot e^{-\frac{W_e}{kT}} \cdot \frac{\bar{v}}{4} = \frac{1}{4} ne\bar{v} \qquad 4.2.26$$

unde n este dat de relația 4.2.22.

Atunci curentul rezultant (se înmulțește cu sarcina e) conform formulelor 4.2.19 și 4.2.26 va fi :

$$I = e[I_1 - I_2] = \frac{1}{4} \cdot e \cdot n \cdot \bar{v} \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right), \qquad 4.2.27$$

iar reprezentarea grafică $I=f(V)$ este identică cu cea din figura 62.

În expresiile de mai sus, mărimea $\bar{v}=\left[\frac{8kT}{\pi}\right]^{1/2}$ reprezintă viteza medie termică a electronilor în semiconductor [9].

Se vede că atunci cînd din exterior se aplică un cîmp electric al cărui sens este astfel încît să permită trecerea curentului, valoarea curentului redresat este apreciabilă și e proporțională cu $\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right)$. Acesta este sensul direct de conectare. Dacă din exterior se aplică un cîmp de sens invers, curentul este neînsemnat, tinde repede spre valoarea $I = \frac{1}{4} n \cdot e \cdot v$ a curentului de saturație (fig. 62).

Pentru semiconductorii de tip p puși în contact cu un metal, teoria diodei duce la rezultate similare, dar concordanța cu experiența nu e așa de bună ca în cazul semiconductorilor de tip n.

4.2.2 Teoria difuziei

În acest caz drumul liber mijlociu al electronilor este mai mic decît grosimea L_d a stratului de baraj, adică :

$$l < L_d. \qquad 4.2.28$$

În urma ciocnirilor pe care electronii le suferă în drumul lor prin stratul de baraj, apare o sarcină spațială, deci un gradient de concentrație. În acest caz au loc fenomenele de difuzie a electronilor din partea cu o concentrație mare spre regiunea în care concentrația este mai redusă.

Scanned with CamScanner

La echilibru, numărul electronilor care vor trece din metal în semiconductor, va fi dat de 4.2.10 :

$$I_{20} = AT^2 \cdot e^{-\frac{\Phi_{02} - \Phi_{01}}{kT}} \qquad 4.2.29$$

sau exprimat prin $\bar{v} = \left[\frac{8kT}{\pi \cdot m}\right]^{1/2}$:

$$I_{20} = \frac{1}{4}\, n(x)\, \bar{v} \qquad 4.2.30$$

unde :

$$n(x) = n_0 \cdot e^{-\frac{W_0}{kT}} = N_c \cdot e^{-\frac{W_0 + \xi_0}{kT}} \qquad 4.2.31$$

reprezintă concentrația purtătorilor în stratul superficial, iar :

$$\Phi_{02} - \Phi_{01} = W_0 + \xi_0. \qquad 4.2.32$$

La fel, numărul electronilor care trec din semiconductor în metal va fi determinat, la echilibru, de o expresie analoagă :

$$I_{10} = \frac{1}{4}\, n(x)\, \bar{v}. \qquad 4.2.33$$

Formula 4.2.33 este adevărată pentru orice valoare a lui x, deci și pentru $x=0$, adică la granița cu metalul, indiferent dacă acolo concentrația $n(0)$ a electronilor diferă de concentrația la echilibru, dată de 4.2.31. Deci, pentru $x=0$, 4.2.33 se scrie :

$$I_{10} = \frac{1}{4}\, n(0)\, \bar{v}. \qquad 4.2.34$$

Prin aplicarea unui cîmp electric extern, concentrația purtătorilor în regiunea de graniță, adică $n(0)$, se va modifica (v. paragraful precedent), devenind mai mare sau mai mică decît $n(0)$ (în funcție de sensul cîmpului electric exterior, față de sensul cîmpului electric de contact). Ca atare, numărul electronilor care pleacă din semiconductor în metal va avea o valoare diferită de valoarea pe care a avut-o la echilibru, pe cînd numărul electronilor care pleacă din metal în semiconductor rămîne neschimbat și anume :

$$I_2 = I_{20} = I_{10} = \frac{1}{4}\, n(x)\bar{v}. \qquad 4.2.35$$

Fluxul rezultant, care apare în urma aplicării cîmpului extern va fi [9] :

$$I_1 = I_1 - I_2 = \frac{1}{4}\, [n'(0) - n(x)]\, \bar{v} \qquad 4.2.36$$

Scanned with CamScanner

unde $n'(0)$ reprezintă concentrația de neechilibru în punctul $x=0$, iar $n(x)$ concentrația de echilibru (pentru metal și pentru semiconductor).

Concentrația $n'(0)$ diferă foarte puțin de concentrația de echilibru $n(x)$. Într-adevăr, pentru $T \simeq 300°K$, viteza termică a electronilor $\bar{v}$ are valoarea de aproximativ 10^7cm/s, și deci chiar pentru o concentrație $n(x)=10^{13}$ cm^{-3} rezultă un flux de $\approx 10^{19}$ electroni/cm^{2}s ceea ce corespunde unui curent de $\sim$1,5 a/cm^2. În realitate prin contact trece de obicei un curent mult mai mic, deci mărimea $\frac{4I}{v}$ este mult mai mică decît $n(x)$ (deoarece v este mare). De exemplu, pentru un curent de 100 mA/cm^2, mărimea $\frac{4I}{v}$ reprezintă cam 6% din $n(x)$. Deci în cazul curenților nu prea mari prin contact (ceea ce este și în realitate) rezultă că diferența $n'(0)$—$n(x)$ (din 4.2.36) nu-i prea mare adică $n'(0)$ diferă foarte puțin de $n(x)$. Astfel, ca rezultat al schimbului continuu de electroni dintre metal și semiconductor, concentrația purtătorilor în punctul de graniță ($x=0$) poate fi considerată practic egală cu concentrația $n(x)$ la echilibru. De acest fapt se va ține seama în rezolvarea ecuației de difuzie atunci cînd se vor considera condițiile la limite. Evident, pentru $L_d \gg x > 0$ (adică în interiorul stratului de baraj) aproximația $n'(x) \simeq n(x)$ nu mai este valabilă, concentrația $n'(x)$ a purtătorilor putînd diferi puternic de concentrația $n(x)$ la echilibru.

În partea I (cap. 3) s-a arătat că dacă concentrația purtătorilor nu-i uniformă, apare un curent de difuzie dat de expresia :

$$I_{dif} = e \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx}. \qquad 4.2.37$$

Dacă în aceeași direcție (în cazul de față, direcția ox) se aplică un cîmp electric nu prea puternic, va mai apare un curent de cîmp (de drift) dat de :

$$I_{cîmp} = e \cdot \mu_n \cdot n \cdot E_n. \qquad 4.2.38$$

Pentru o concentrație neuniformă a electronilor într-o direcție oarecare, curentul total va fi dat de suma curentului de difuzie și cel ohmic (de cîmp) :

$$I_{tot}^{(n)} = e \left(E \mu_n \cdot n + D_n \frac{dn}{dx} \right). \qquad 4.2.39$$

Relația 4.2.39 este adevărată numai în cazul cîmpurilor slabe astfel încît caracterul ohmic al legității să se păstreze. În cazul în care cîmpurile sînt puternice, mobilitatea electronilor va depinde de cîmp, legea lui Ohm nu mai e respectată. Valoarea cîmpului E va trebui ca să fie astfel luată încît să nu modifice caracterul mișcării electronilor. Pentru aceasta, ținînd seama că energia termică a electronilor este egală cu kT și viteza lor medie este, pentru $T \approx 300°K$, cam de 10^7cm/s, se cere

Scanned with CamScanner

ca energia eEl primită de electron pe lungimea parcursului liber mijlociu să fie mai mică decît energia lui termică kT. În acest caz viteza suplimentară căpătată de electron în cîmp electric va fi mai mică decît viteza lui termică, deci caracterul haotic (termic) al mișcării electronilor se păstrează.

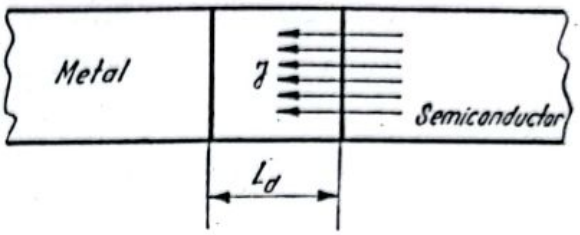


Fig. 63. — Trecerea purtătorilor prin stratul de baraj de lățime L_d.

Înlocuind în 4.2.39 cîmpul E prin expresia sa în funcție de potențial : $\frac{1}{e} \cdot \frac{dw}{dx}$ și ținînd seama de relația lui Einstein $\mu_n = \frac{e}{kT} D_n$ rezultă :

$$\frac{dn}{dx} + \frac{n}{kT} \frac{dw}{dx} = \frac{J}{eD_n} \qquad 4.2.40$$

numită ecuația de difuzie pentru electroni.

Distribuția potențialului în semiconductor ($L_d \geqslant x \geqslant 0$) este dată de relația 4.1.27 :

$$W(x) = \frac{n_0 e^2}{2\varepsilon} (L_d - x)^2 \qquad 4.2.41$$

Condițiile la granițe sînt următoarele :
Pentru $x=0$ rezultă :

$$W(e) = W_0 - eV \qquad 4.2.42$$

$$n'(0) = n'(x) = n(x) = n_0 e^{-\frac{W_0}{kT}}. \qquad 4.2.43$$

În interiorul semiconductorului (pentru $x \geqslant L_d$) concentrația purtătorilor rămîne mereu egală cu n_0, iar cîmpul electric (deci și energia potențială eV) se anulează. Rezultă deci următoarele condiții la limite :

$$W(L_d) = 0; \qquad 4.2.44$$

$$n(L_d) = n_0 \qquad 4.2.45$$

Cînd curentul curge în direcția ox străbătînd stratul de baraj în formă de „placă" (fig. 63), se poate considera că densitatea acestui curent este aceeași în toate secțiunile „plăcii" de grosime L_d, adică nu depinde de variabila x. Deci membrul doi din ecuația de difuzie nu depinde de x. În acest caz soluția ecuației omogene (pentru $j=0$) se caută sub forma :

$$n_0(x) = C \cdot e^{-\frac{W(x)}{kT}} \qquad 4.2.46$$

Scanned with CamScanner

Pentru a afla constanta $C(x)$, se înlocuiește în ecuația omogenă :

$$\frac{dn}{dx} + \frac{n}{kT} \cdot \frac{dW}{dx} = 0 \qquad 4.2.47$$

Derivînd pe 4.2.46 rezultă :

$$\frac{dn(x)}{dx} = \frac{dC(x)}{dx} \cdot e^{-\frac{W(x)}{kT}} - \frac{C(x)}{kT} \cdot e^{-\frac{W(x)}{kT}} \frac{dW}{dx}. \qquad 4.2.48$$

Ecuația 4.2.40 devine :

$$\frac{dC(x)}{dx} e^{-\frac{W(x)}{kT}} - \frac{C(x)}{kT} \cdot e^{-\frac{W(x)}{kT}} \frac{dW}{dx} + \frac{n}{kT} \cdot \frac{dW}{dx} = \frac{J}{e \cdot D_n} \cdot \qquad 5.2.49$$

Ținînd seamă că $C(x) \cdot e^{-\frac{W(x)}{kT}} = n(x)$ rezultă :

$$dC(x) = \frac{J}{eD_n} \cdot e^{\frac{W(x)}{kT}} . \qquad 4.2.50$$

Integrînd de la x la L_d se obține :

$$C(L_d) - C(x) = \frac{J}{eD_n} \cdot \int_x^{L_d} e^{\frac{W(x)}{kT}} dx. \qquad 4.2.51$$

Atunci 4.2.46 devine :

$$n_0(x) = \left[K - \frac{J}{e \cdot D_n} \int_x^{L_d} e^{\frac{W(x)}{kT}} dx \right] e^{-\frac{W(x)}{kT}} \qquad 4.2.52$$

unde $K = C(L_d)$ reprezintă o nouă constantă, care se poate determina din condițiile la limite 4.2.44 și 4.2.45 :

$$x = L_d \rightarrow W = 0 \text{ și } n(L_d) = K = n_0. \qquad 4.2.53$$

Deci :

$$n_0(x) = \left[n_0 - \frac{J}{eD_n} \int_x^{L_d} e^{\frac{W(x)}{kT}} dx \right] e^{-\frac{W(x)}{kT}} . \qquad 4.2.54$$

Aplicînd condițiile 4.2.42 și 4.2.43, relația 4.2.54 devine :

$$n(0) = \left[n_0 - \frac{J}{e \cdot D_n} \int_0^{L_d} e^{\frac{W(x)}{kT}} dx \right] e^{-\frac{W_0 - eV}{kT}} = n_0 \cdot e^{-\frac{W_0}{kT}} \qquad 4.2.55$$

Scanned with CamScanner

De aici se poate scoate expresia densității de curent :

$$J = e \cdot D_n \cdot n_0 \frac{1 - e^{-\frac{eV}{kT}}}{\int_0^{L_d} e^{\frac{W(x)}{kT}} dx} \qquad 4.2.56$$

S-a ținut seama de faptul că $\frac{e^{\frac{eV}{kT}} - 1}{e^{\frac{eV}{kT}}} = \left(1 - e^{-\frac{eV}{kT}}\right)$.

Expresia 4.2.56 este adevărată pentru orice $W(x)$. Se poate trece la calcularea integralei $\int_0^{L_d} e^{\frac{W(x)}{kT}} dx$ dacă se cunoaște expresia lui $W(x)$. Mai întîi se va transcrie această integrală sub altă formă, înmulțind și împărțind pe $e^{\frac{W(x)}{kT}}$ cu dW:

$$e^{\frac{W(x)}{kT}} dx = e^{\frac{W(x)}{kT}} \left(\frac{dW}{dx}\right)^{-1} dW. \qquad 4.2.57$$

Exponențiala $e^{\frac{W(x)}{kT}}$ crește rapid odată cu creșterea funcției $W(x)$, pe cînd funcția $\frac{dW}{dx}$ variază extrem de lent în comparație cu schimbarea rapidă a exponențialei. În acest caz această funcție poate fi scoasă în afara integralei ca factor. Limitele pentru noua integrală rezultă din condițiile la limite : pentru limita inferioară unde era $x=0$, rezultă pentru $W(0)$ valoarea $W_0 - eV$, iar pentru $x=L_d$, rezultă $W(L_d)=0$. Integrala

$$\left(\frac{dW}{dx}\right)_0^{-1} \int_{W_0 - eV}^{0} e^{\frac{W}{kT}} dW \qquad 4.2.58$$

se integrează imediat

$$\left(\frac{dW}{dx}\right)^{-1} kT \int_{W_0 - eV}^{0} e^{\frac{W}{kT}} \frac{dW}{kT} = \left(\frac{dW}{dx}\right)_0^{-1} kT\, e^{\frac{W}{kT}} \Big|_{W_0 - eV}^{0} =$$

$$= \left(\frac{dW}{dx}\right)^{-1} kT \left(1 - e^{\frac{W_0 - eV}{kT}}\right) \qquad 4.2.59$$

Scanned with CamScanner

Atunci 4.2.56 devine :

$$J = e \cdot D_n \cdot n_0 \frac{1 - e^{-\frac{eV}{kT}}}{kT \left(\frac{dW}{dx}\right)_0^{-1} \left(1 - e^{\frac{W_0 - eV}{kT}}\right)} . \qquad 4.2.60$$

Stratul de baraj există numai dacă bariera de potențial are o înălțime diferită de zero, adică atîta timp cît potențialul eV este mai mic decît W_0 sau cît timp $W_0 - eV \gg kT$. În aceste condiții la numitorul expresiei 4.2.60, se poate neglija unitatea în raport cu exponențiala :

$$J = \frac{eD_n \cdot n_0}{kT} \cdot \frac{1 - e^{-\frac{eV}{kT}}}{e^{\frac{W_0 - eV}{kT}}} \cdot \left(\frac{dW}{dx}\right)_0 = \qquad 4.2.61$$

$$J = \frac{eD_n \cdot n_0}{kT} \left(\frac{dW}{dx}\right)_0 \cdot e^{-\frac{W_0}{kT}} \cdot e^{-\frac{eV}{kT}} \left(1 - e^{-\frac{eV}{kT}}\right)$$

sau :

$$J = \frac{eD_n n_0}{kT} \cdot \left(\frac{dW}{dx}\right)_0 e^{-\frac{W_0}{kT}} \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) \qquad 4.2.62$$

Mereu s-a notat $\left(\frac{dW}{dx}\right)_0$ cu indicele $_0$, spre a arăta că funcția respectivă este scoasă în factor pentru $x \simeq 0$ (sau într-o regiune foarte aproape de graniță), regiune unde $e^{\frac{W(x)}{kT}}$ variază puternic și cu atît mai mult $\frac{dW}{dx}$ poate să fie aproximativă ca fiind constantă în comparație cu variația puternică a exponențialei. Notînd prin $E_0 = \left|\frac{1}{e} \frac{dW}{dx}\right|_0$, valoarea cîmpului electric în regiunea de graniță ($x \approx 0$), și ținînd seama de relația lui Einstein, expresia 4.2.62 devine :

$$J = e\mu_n E_0 n_0 e^{-\frac{W_0}{kT}} \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) = e\mu_n \cdot E_0 n \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right). \qquad 4.2.63$$

Notînd prin :

$$J_s = e\mu_n E_0 n \qquad 4.2.64$$

curentul de saturație, relația 4.2.63 se scrie :

$$J = J_s \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) \qquad 4.2.65$$

adică o expresie similară cu 4.2.19, obținută prin teoria diodei.

Scanned with CamScanner

Înlocuind expresia lui $W(x)$ în relația care dă pe E_0 și ținînd seama de expresia lui L_d, se poate scrie :

$$E = -\frac{1}{e}\cdot\frac{d}{dx}\left[\frac{e^2 n_0}{2\varepsilon}(L_d - x)^2\right]_0 = \frac{e^2 n_0}{\varepsilon} L_d. \qquad 4.2.66$$

$$E_0 = \frac{en_0}{\varepsilon}\sqrt{\frac{2\varepsilon(W_0 - eV)}{e^2 n_0}} = \sqrt{\frac{2n_0(W_0 - eV)}{\varepsilon}}. \qquad 4.2.67$$

Înlocuind în 4.2.63 rezultă :

$$J = e\mu_n n\left[\frac{2n_0(W_0 - eV)}{\varepsilon}\right]^{1/2}\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) \qquad 4.2.68$$

adică, spre deosebire de cazul $l > L_d$ (teoria diodei), curentul de saturație depinde de tensiunea aplicată V.

Relația 4.2.65 descrie caracteristica curent-tensiune a contactului redresor metal-semiconductor pentru straturi de baraj groase ($l \ll L_d$). Se vede că pentru conectarea directă a cîmpului exterior (polul minus pe semiconductor), curentul J crește cu tensiunea V aplicată după o lege de forma : $J \sim \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right)$. Invers, cînd pe semiconductor se aplică polaritate pozitivă, tensiunea V va fi negativă și în acest caz exponențiala $e^{-\frac{eV}{kT}}$ scade rapid deci poate fi neglijată față de unitate. Rezultă :

$$J = -en\mu_n E_0 = -J_s \sim V^{1/2}. \qquad 4.2.69$$

Acesta este sensul invers de conectare a contactului redresor.

Toate considerațiile de mai sus sînt juste și în cazul semiconductorului de tip p, numai că în loc de n trebuie să se ia $p = p_0 e^{\frac{W_0}{kT}}$, și în loc de $+V$, pentru sensul direct de conectare, trebuie să se ia $-V$, și invers.

Exprimînd pe E_0 din 4.2.67 în funcție de L, se poate scrie :

$$E_0 = \sqrt{\frac{2n_0(W_0 - eV)}{\varepsilon}} = \frac{2(W_0 - eV)}{eL_d} \qquad 4.2.70$$

Rezultă că E_0 va avea valoarea maximă

$$E_{0\,max} = \frac{2W_0}{eL_d} \qquad 4.2.71$$

pentru $V = 0$. Mai înainte s-a arătat că relația 4.2.39 este adevărată numai în cazul cîmpurilor electrice slabe, care să satisfacă relația :

$$eE \cdot l \ll kT. \qquad 4.2.72$$

Scanned with CamScanner

Conform acestei ipoteze se cere deci ca $E_{0\,max} \ll \frac{kT}{e \cdot l}$ sau :

$$\frac{2W_0}{eL_d} \ll \frac{kT}{e \cdot l}. \qquad 4.2.73$$

Rezultă că ecuația de difuzie 4.2.39 și deci și teoria difuziei pentru redresarea la contactul metal-semiconductor este justă numai atunci cînd :

$$L_d \gg \frac{2W_0}{kT} \cdot l. \qquad 4.2.74$$

Deoarece $L_d \sim \frac{1}{\sqrt{n_0}}$ înseamnă că teoria este bună numai pentru semiconductori cu o concentrație mică a purtătorilor de echilibru și cu o mică lungime a parcursului liber mijlociu (adică pentru semiconductorii cu mobilități mici). Asemenea semiconductori sînt de exemplu C_2O, AlSb etc....

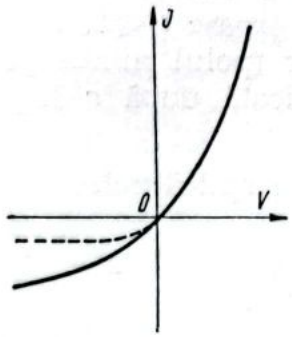


Fig. 64. — Caracteristica curent-tensiune a contactului metal-semiconductor. Teoria difuziei.

Reprezentarea grafică a formulei 4.2.68 este dată în figura 64. Pentru comparație se arată, printr-o curbă punctată, partea negativă a caracteristicii găsite conform teoriei diodei. Se observă că, spre deosebire de cazul descris de teoria diodei unde $J_s \sim const.$, în cazul descris de teoria difuziei J_s nu mai este constant ci variază cu tensiunea V după o parabolă în $^1/_2$.

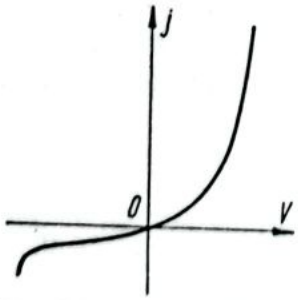


Fig. 65. — Caracteristica reală a contactului redresor metal-semiconductor.

Caracteristica reală a contactului redresor metal-semiconductor are aspectul din figura 65. Particularitățile caracteristicilor contactelor reale rezultă datorită introducerii unor ipoteze simplificatoare în calcul. Atît în teoria diodei cît și pentru teoria difuziei au fost luați în considerare doar purtătorii majoritari (electroni sau goluri), neglijînd purtătorii minoritari a căror concentrații pot să fie în realitate destul de însemnate. De asemenea, mereu s-a considerat contact perfectt ($d < 10^{-7}$ cm) între metal și semiconductor, pe cînd, în realitate, contactul se face numai în anumite puncte ale suprafețelor. În plus, nu s-a ținut seamă de stările de suprafață, care pot modifica puternic înălțimea barierei de potențial (W_0) etc.

Scanned with CamScanner

CAPITOLUL

5

Teoria joncţiunilor p-n.

5.1. Joncţiunea p-n.

După cum s-a arătat în capitolele precedente, concentraţia purtătorilor majoritari (electronilor) în semiconductorul de tip n este dată de relaţia (v. 2.1.34) :

$$n = N_c \, e^{-\frac{E_c - F}{kT}} \qquad 5.1.1$$

iar concentraţia golurilor într-un semiconductor de tip p este dată de (v. 2.1.41) :

$$p = N_v \, e^{-\frac{F - E_v}{kT}} \qquad 5.1.2$$

Se observă că în funcţie de concentraţia purtătorilor poziţia nivelului Fermi (sau distanţele energetice $E_c - F$, $F - E_v$) poate fi diferită în interiorul zonei interzise a semiconductorului. Cînd semiconductorul (de tip n sau p) este slab dopat (impurificat) ,nivelul Fermi se află departe de marginile zonelor de conducţie sau valenţă, apropiindu-se de mijlocul zonei de conducţie. În figura 66 se arată modul în care se curbează zonele energetice ale unui semiconductor slab dopat, plasat într-un cîmp electric (de exemplu un cîmp de contact). Se observă că datorită curbării zonelor, nivelul Fermi (care rămîne constant) întretaie mijlocul zonei interzise. Aceasta înseamnă că într-un strat de grosime l (fig. 66, a) semiconductorul de tip n devine de tip p. Creşterea distanţei energetice $E_c - F$ este în acord cu sărăcirea în purtători majoritari a stratului din apropierea suprafeţei de contact, lucru deja cunoscut. În secţiunea $x = l$, concentraţia electronilor este egală cu a golurilor, stratul respectiv avînd o conductibilitate intrinsecă. O situaţie similară se întîlneşte în cazul semiconductorului de tip p (fig. 66, b). Cele două regiuni de conducti-

Scanned with CamScanner

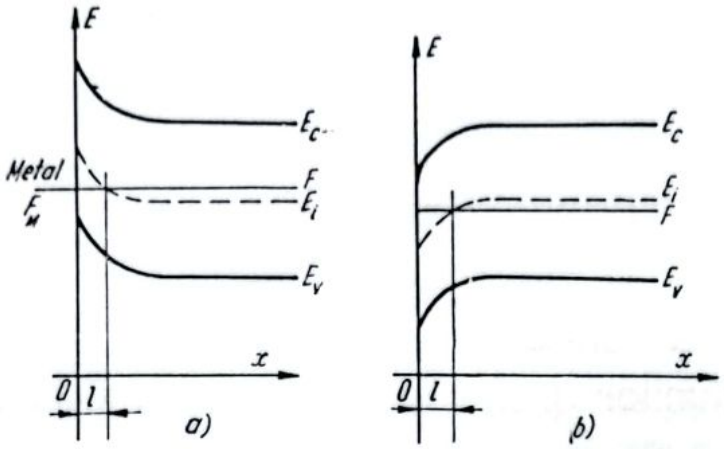


Fig. 66. — Apariția unei joncțiuni p—n într-un semiconductor de tip n (sau p) slab legat, plasat într-un cîmp electric extern (de contact).

bilități diferite care apar la stînga și la dreapta planului $x=l$ dau naștere unei joncțiuni p—n.

Practic o joncțiune p—n se formează în interiorul unui semiconductor dacă într-una din părți se introduc impurități donoare, iar în cealaltă parte impurități acceptoare, astfel încît rețeaua cristalină a semiconductorului să rămînă intactă. Spre exemplificare se consideră cazul unei joncțiuni simetrice realizate într-un monocristal de germaniu, în care numărul atomilor de impurități donoare este egal cu al atomilor acceptori și egal cu 10^{16} cm^{-3} :

$$N_d = N_a = 10^{16}\text{cm}^{-3}.$$

La temperatura camerei ($T \simeq 300°$C) practic toate impuritățile în germaniu sînt ionizate astfel încît se poate scrie :

$$p_p = n_n = 10^{16}\text{cm}^{-3}.$$

Considerînd că pentru germaniu intrinsec concentrația purtătorilor la temperatura camerei este aproximativ 10^{13} cm^{-3}, și ținînd seama de relația (v. 2.2.10) :

$$n_n p_n = p_p n_p = n_i^2 \qquad 5.1.3$$

rezultă pentru concentrația purtătorilor minoritari din regiunea n valoarea :

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{10^{26}}{10^{16}} = 10^{10}\text{cm}^{-3}.$$

Concentrația electronilor se va modifica lin de la valoarea maximă 10^{16} cm^{-3} din domeniul „n“ la valoarea minimă 10^{10} cm^{-3} din domeniul „p“ după cum arată curba 1 din figura 67, *a*. În mod analog curba 2 va arăta modul de variație a concentrației golurilor.

Datorită distribuției neomogene a purtătorilor va apare, după cum s-a arătat în capitolul 3, un curent de difuzie a electronilor din domeniul n spre domeniul p și un curent de difuzie a golurilor din domeniul p spre domeniul n (fig. 67, *b*). Ca urmare a difuziei electronilor și a golurilor din regiunile învecinate planului de joncțiune R, concentrația purtătorilor în această regiune va scade apreciabil, ceea ce va conduce la o

Scanned with CamScanner

creștere însemnată a rezistenței. Acest strat sărăcit în purtători va opune o mare rezistență în calea curentului electric, de aceea se mai numește și strat de baraj. Concentrațiile purtătorilor în această regiune, în urma proceselor de difuzie vor fi ca cea din figura 67, *c*. Evident este vorba de o difuzie a purtătorilor din regiunile imediat învecinate cu frontiera de contact R (adică pînă unde există gradient al concentrațiilor), concentrația din interiorul semiconductorului rămînînd practic constantă. Ca urmare a difuziei electronilor din domeniul n în domeniul p și difuziei golurilor în sens invers, apare o sarcină spațială la dreapta și la stînga planului R de joncțiune (fig. 67, *d*).

Apare astfel un cîmp electric E a cărui distribuție este arătată în figura 67, *e*. Acest cîmp electric va începe să împiedice procesul de difuzie a electronilor din n în p și a golurilor în sens invers și în același timp va duce la apariția unor curenți de drift, care se opun curen-

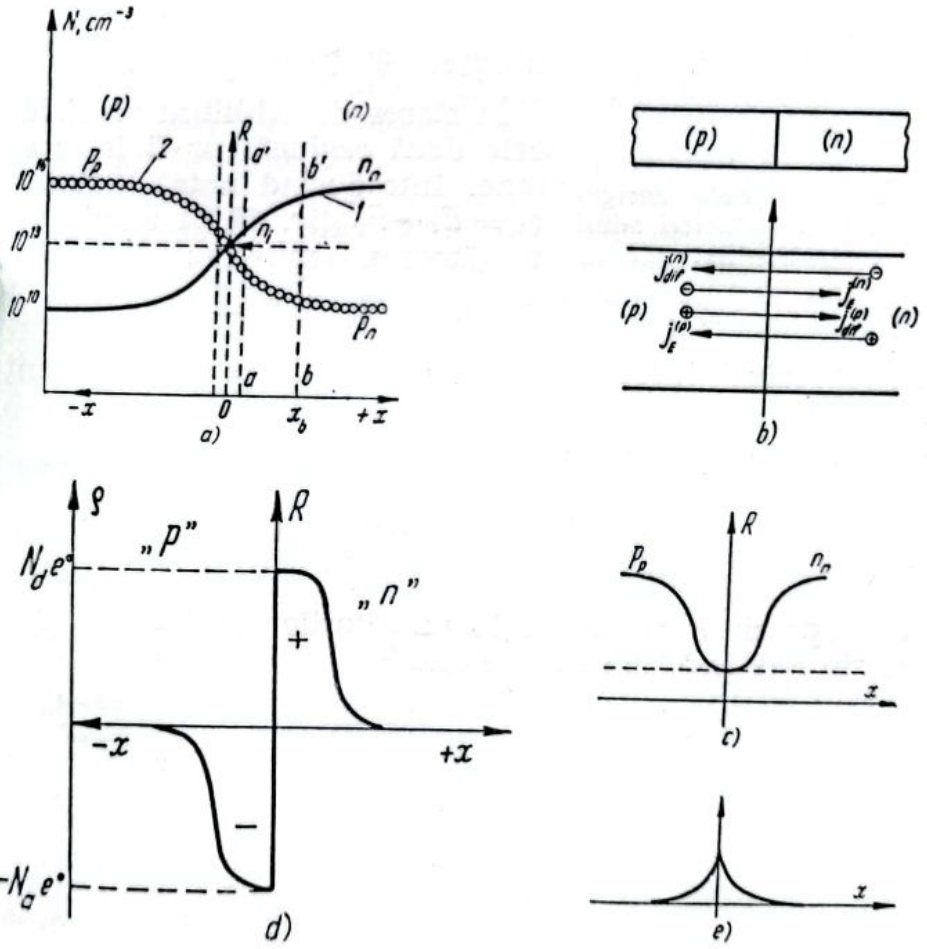


Fig. 67. — Contactul între un semiconductor de tip p și un semiconductor de tip n:

a — distribuția inițială a concentrațiilor; *b* — curenții de difuzie și de cîmp care apar prin joncțiune; *c* — distribuția purtătorilor după apariția curenților de difuzie; *d* — distribuția densității sarcinii spațiale care apare în urma difuziei purtătorilor; *e* — distribuția cîmpului electric al sarcinii spațiale de densitate ρ.

Scanned with CamScanner

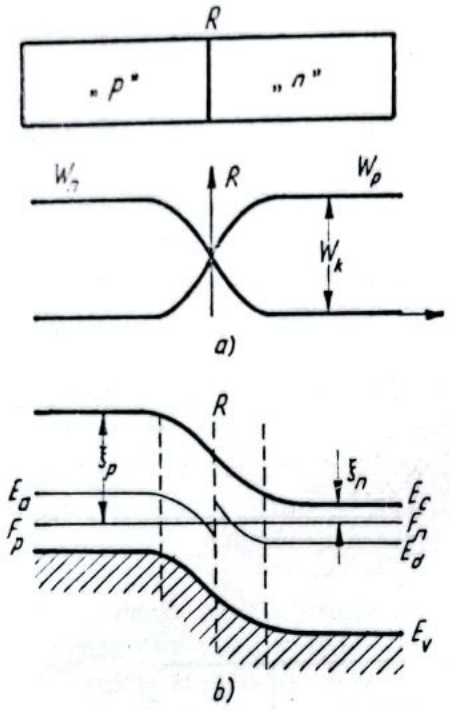


Fig. 68. — Curbarea zonelor energetice pentru doi semiconductori aduși în contact intim.

ților de difuzie (fig. 67, *b*). În starea de echilibru curenții de difuzie vor fi egali cu cei de drift, adică prin joncțiune curentul rezultant va fi nul :

$$J_{dif} + J_E = 0.$$

Cîmpul electric de contact va provoca curbarea zonelor energetice așa cum reiese din figura 68, *b*. Aceasta va duce la apariția unei bariere de potențial atît pentru electroni cît și pentru goluri (fig. 68, *a*). Similar cu cele arătate în cazul contactului metal-metal sau contactului metal-semiconductor, se poate scrie și aici :

$$W_c = \Phi_p - \Phi_n \qquad 5.1.4$$

deoarece $\Phi_p > \Phi_n$ (fig. 69).

În starea de echilibru nivelele Fermi în cele două regiuni vor fi la aceeași înălțime. Introducînd notațiile $\xi_n = E_c - F_n$ și $\xi_p = E_c - F_p$ (fig. 68, *b*) rezultă pentru W_c următoarea expresie :

$$W_c = \xi_p + \Phi_0 - (\xi_n + \Phi_0) = \xi_p - \xi_n \qquad 5.1.5$$

în care Φ_0 reprezintă lucrul extern de extracție egal cu diferența $E_0 - E$ (fig. 69).

Din relația 5.1.1 se poate scoate diferența $E_c - F = \xi_n$:

$$\xi_n = kT \ln \frac{N_c}{n_n} \qquad 5.1.6$$

în care n_n reprezintă concentrația purtătorilor majoritari din regiunea „*n*". La fel din relația 5.1.2 se poate afla ξ_p. Într-adevăr

$$p_p = N_v e^{-\frac{F-E_v}{kT}} = N_v e^{-\frac{F-E_v+E_c-E_c}{kT}} = N_v e^{-\frac{\Delta E_0-\xi_p}{kT}}$$

De aici :

$$\xi_p = \Delta E_0 - kT \ln \frac{N_v}{p_p} \qquad 5.1.7$$

Ținînd seama de relația :

$$n_i^2 = N_v N_c e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}}$$

Scanned with CamScanner

în care n_i — reprezintă concentrația purtătorilor în semiconductorul intrinsec cînd $n_0 = p_0$, rezultă :

$$\Delta E_0 = kT \ln \frac{N_c N_v}{n_i^2}$$

și :

$$\xi_p = kT \ln \frac{N_c N_v}{n_i^2} - kT \ln \frac{N_v}{p_p} \qquad 5.1.8$$

Înlocuind pe ξ_n și ξ_p în 5.1.5 rezultă următoarea expresie pentru bariera de potențial :

$$W_c = kT \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2} \qquad 5.1.9$$

Relația 5.1.9 exprimă legea după care W_c depinde de concentrația purtătorilor majoritari (de bază) din cele două regiuni semiconductoare.

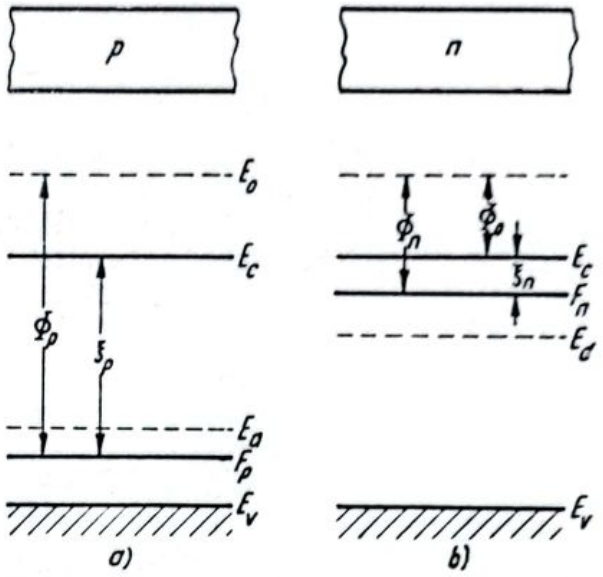


Fig. 69. — Poziția nivelelor Fermi într-un semiconductor de tip p și într-un semiconductor de tip n, înainte de aducerea în contact a celor două regiuni semiconductoare.

Se poate găsi o relație între potențialul de contact și concentrațiile purtătorilor lor majoritari și minoritari de același tip. În cazul electronilor, de exemplu, din 5.1.1 rezultă :

$$n_n = N_c \, e^{-\frac{E_c^{(n)} - F}{kT}} = N_c \, e^{-\frac{\xi_n}{kT}}. \qquad 5.1.10$$

În mod analog :

$$n_p = N_c \, e^{-\frac{E_c^{(p)} - F}{kT}} = N_c \, e^{-\frac{\xi_p}{kT}}. \qquad 5.1.11$$

Făcînd raportul dintre cele două concentrații :

$$\frac{n_p}{n_n} = e^{-\frac{\xi_p - \xi_n}{kT}} \qquad 5.1.12$$

Deci :

$$n_p = n_n \, e^{-\frac{\xi_p - \xi_n}{kT}}. \qquad 5.1.13$$

Ținînd seama de 5.1.5 rezultă :

$$n_p = n_n \, e^{-\frac{V_e}{kT}} = n_n \, e^{-\frac{V_e}{kT}}. \qquad 5.1.14$$

Toate aceste relații sînt adevărate în regiunea imediat vecină cu frontiera de joncțiune, unde W_e are o valoare însemnată (fig. 68, *a*).

Scanned with CamScanner

Din 5.1.14 rezultă mărimea potențialului de contact :

$$V_c = \frac{kT}{e^0} \ln \frac{n_n}{n_p} \qquad 5.1.15$$

unde e^0 reprezintă sarcina electronului.

Se vede că V_c este cu atît mai mare, cu cît cele două concentrații n_n și n_p diferă între ele. Pentru semiconductorii nedegenerați, nivelul Fermi se află în interiorul zonei interzise, deci diferența $\xi_p - \xi_n$ este mai mică decît ΔE_0 și ca atare și $V_c < \frac{\Delta E_0}{e^0}$.

Presupunînd, de exemplu, că $n_n = 10^{19}$ cm^{-3} și $p_p = 10^{19}$ cm^{-3}, pentru germaniu cu $n_i = 10^{13}$ cm^{-3}, conform formulei 5.1.9 se obține pentru W_c:

$$W_c = kT \ln \frac{10^{38}}{10^{26}} = kT \ln 10^{12}. \qquad 5.1.16$$

Ținînd seama că $W_c = e^0 V_c$, rezultă :

$$V_c = \frac{kT}{e^0} \ln 10^{12} \simeq 28 \frac{kT}{e^0}. \qquad 5.1.17$$

Întrucît pentru temperatura camerei, $\frac{kT}{e^0} \approx 0{,}025$ V rezultă valoarea maximă a barierei de potențial pentru germaniu cu $n_i \simeq 10^{13}$ cm^{-3} ca fiind de aproximativ 0,7 V.

După cum s-a arătat în prima parte, poziția nivelului Fermi într-un semiconductor cu impurități, variază puternic odată cu variația temperaturii. Cum se va modifica înălțimea barierei de potențial în acest caz ?

Din figura 69 rezultă :

$$\xi_p = \Phi_p - \Phi_0.$$

La fel :

$$\xi_n = \Phi_n - \Phi_0.$$

Se știe că :

$$W_c = e^0 V_c = \xi_p - \xi_n = \Phi_p - \Phi_n = F_n - F_p. \qquad 5.1.18$$

Odată cu creșterea temperaturii, nivelele Fermi în semiconductorii cu impurități se deplasează spre mijlocul zonei interzise, ca atare diferența $F_n - F_p$ scade odată cu mărirea temperaturii. Conform relației 5.1.18 rezultă că odată cu creșterea temperaturii, W_c se micșorează devenind egală cu zero pentru o temperatură numită temperatura critică. Dispariția barierei de potențial, deci și a joncțiunii p—n face ca dispozitivul semiconductor care lucrează pe baza proprietăților joncțiunii p—n, să înceteze de a mai funcționa. Deci la temperatura critică, atunci cînd începe domeniul conductibilității intrinseci, dispozitivele semiconductoare își pierd capacitatea de redresare sau de amplificare. Temperatura cri-

Scanned with CamScanner

tică este cu atît mai mică cu cît lărgimea zonei interzise și concentrația centrelor de impurități sînt mai mici.

În joncțiunea p—n concentrația purtătorilor în regiunea planului de contact R va fi egală cu n_i, chiar și în cazul cînd $N_a \neq N_d$. Pe baza relației 5.1.3, curbele de distribuție a electronilor și golurilor vor fi simetric așezate față de nivelul concentrației intrinsece (fig. 70).

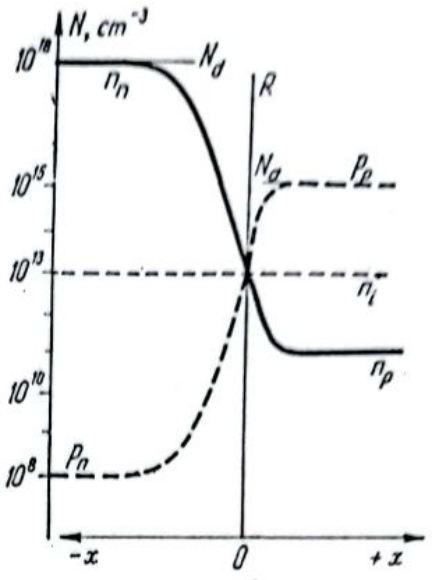


Fig. 70. — Distribuția concentrației purtătorilor în semiconductorul cu variație bruscă a tipului conductibilității (joncțiune p—n). Cazul $N_a \neq N_d$.

5.2. Caracteristicile joncțiunii p-n.

S-a arătat în paragraful precedent că, datorită distribuției neomogene a purtătorilor, la granița R a joncțiunii p—n apare un curent de difuzie a electronilor și un curent de difuzie a golurilor. Ca urmare a difuziei electronilor din domeniul „n" în domeniul „p" și difuziei golurilor în sens invers, ia naștere o sarcină spațială la dreapta și la stînga planului de joncțiune R (fig. 67, d). În ipoteza $N_a = N_d$ și presupunînd că toate centrele de impurități sînt ionizate, se poate scrie expresia densității sarcinii spațiale pentru $x=0$ (adică în planul R) :

$$\rho = (N_d - N_a + p - n)\, e^0. \qquad 5.2.1$$

Întrucît pentru planul R, $N_a = N_d = n = p = n_i$ rezultă $\rho = 0$ (fig. 67, d).

În direcția valorilor pozitive ale lui x, din figura 67, a se vede că densitatea sarcinii spațiale va fi conform lui 5.2.1 :

$$\rho = e^0\,(10^{16} - 0 + 5 \cdot 10^{11} - 2 \cdot 10^{14}) \simeq 10^{16}\, e^0\, \frac{\text{C}}{\text{cm}^3} \qquad 5.2.2$$

Relația 5.2.2 este scrisă pentru planul aa' (figura 67, a) în care

$$N_d = 10^{16}\ \text{cm}^{-3};\ p_n \simeq 5 \cdot 10^{11}\ \text{cm}^{-3};\ n_n = 2 \cdot 10^{14}\ \text{cm}^{-3} \text{ iar } N_a = 0$$

(prin ipoteză s-a luat $N_a = 0$ în regiunea n și $N_d = 0$ în regiunea p).

Pe măsura apropierii de planul R din direcția valorilor pozitive ale lui x, concentrațiile electronilor și golurilor din domeniul n, tind către valoarea 10^{13}cm^{-3}, pe cînd concentrația N_d rămîne în continuare aceeași. Deci, la o distanță extrem de mică în apropierea secțiunii $x=0$ (planul R), densitatea sarcinii spațiale are valoarea :

$$\rho = e^0\, N_d \qquad 5.2.3$$

Scanned with CamScanner

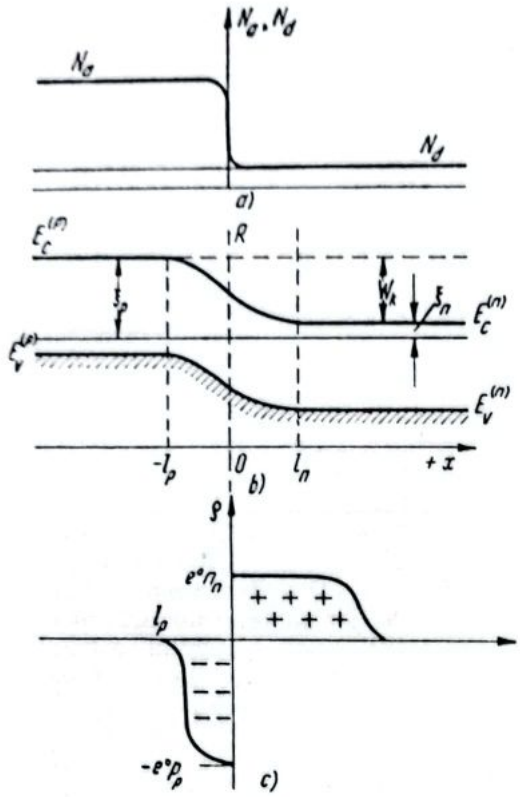


Fig. 71. — Curbarea zonelor energetice și distribuția densității sarcinii spațiale din regiunea joncțiunii p—n pentru cazul $N_a > N_d$.

Această valoare rămîne practic constantă odată cu creșterea valorilor pozitive ale lui x (spre interiorul domeniului „n") pînă cînd concentrația n_n a electronilor ajunge să aibă valori de același ordin cu N_d. Mai departe, densitatea sarcinii spațiale tinde spre zero, întrucît $n_d \to N_d$. Practic, pentru $x > x_b$ (după secțiunea bb' — din figura 67, a), se poate considera că $\rho = 0$, întrucît $n_n \simeq N_d$.

Prin considerații analoage făcute pentru domeniul p, se ajunge la aceleași concluzii în ceea ce privește densitatea sarcinii spațiale în acest domeniu. În figura 67, d se arată distribuția densității sarcinii spațiale, pentru cazul cînd $N_a = N_d$.

În paragraful precedent s-a arătat că practic o joncțiune p—n se obține prin impurificarea unei regiuni delimitate dintr-un monocristal deja impurificat în mod uniform cu impurități de tip contrar. În acest caz N_a este întotdeauna diferit de N_d. Dacă semiconductorul inițial era, de exemplu, de tip n, atunci, pentru a crea o joncțiune p—n, este necesară introducerea unor impurități acceptoare, astfel ca în regiunea „p" N_a să fie mult mai mare decît N_d (fig. 71, a).

În figura 71 se consideră cazul ideal, în care concentrația N_a a centrelor de impurități acceptoare scade brusc, deși practic niciodată nu se poate realiza o asemenea graniță netă de impurificare. În această ipoteză, pentru $x > 0$, nu există centre acceptoare, deci $N_a = 0$. Considerînd din nou cazul germaniului, la temperatura camerei toate nivelele de impurități sînt complet ionizate și ca atare toate nivelele N_d își liberează electronii, devenind ioni pozitivi. La fel toate nivelele acceptoare primesc electroni, devenind ioni (negativi). Care va fi distribuția densității sarcinii spațiale în acest caz? Ținînd seama că în domeniul n, $N_a = 0$, rezultă pentru $0 < x < l_n$, o densitate dată de relația:

$$\rho = e^0 N_d = e^0 n_n \qquad 5.2.4$$

deoarece toate centrele donoare sînt complet ionizate. Pentru $-l_p < x < 0$ concentrația golurilor va fi dată de diferența între concentrațiile centrelor acceptoare și centrelor donoare. Într-adevăr, în domeniul p, o parte din electronii de pe nivelele donoare trec pe nivelele acceptoare, ca atare vor rămîne doar atîtea goluri cîte centre N_a au rămas neocu-

Scanned with CamScanner

pate de cei N_d electroni veniți de pe nivelele donoare situate în domeniul p. În acest caz densitatea sarcinii spațiale pentru regiunea $-l_p < x < 0$, va fi exprimată prin relația :

$$\rho = -e^0 (N_a - N_d) = -e^0 p_p . \qquad 5.2.5$$

În figura 71, *c*, se arată distribuția densității sarcinii spațiale pentru cazul considerat. Prin l_p și l_n au fost însemnate grosimile stratului sărăcit în purtători pentru domeniul p și respectiv n. Deci stratul de baraj este format din două regiuni sărăcite în purtători, despărțite prin planul de contact R (fig 71, *b*). Grosimea totală $D = l_p + l_n$ a acestui strat este în general de ordinul a 10^{-4}cm.

Pentru a afla distribuția potențialului $W(x)$ se folosește ecuația lui Poisson :

$$\frac{d^2W}{dx^2} = -\frac{e^2}{\varepsilon} n_n \text{ pentru } x > 0 \qquad 5.2.6$$

și :

$$\frac{d^2W}{dx^2} = +\frac{e^2}{\varepsilon} p_p \text{ pentru } x < 0. \qquad 5.2.7$$

Condițiile de graniță sînt următoarele :

$$\text{Pentru } x = l_n \longrightarrow W = 0; \frac{dW}{dx} = 0 \qquad 5.2.8$$

$$\text{Pentru } x = -l_p \longrightarrow W = W_0; \frac{dW}{dx} = 0. \qquad 5.2.9$$

O ecuație similară a fost rezolvată în paragraful 4.1. Și aici soluția ecuației va fi căutată sub forma :

$$W = \frac{e^2}{2\varepsilon} n_n (l_n - x)^2 \qquad \text{pentru } 0 < x < l_n \qquad 5.2.10$$

iar pentru ecuația 5.2.7 care are condiții de graniță puțin modificate, se verifică ușor că are soluția de forma :

$$W = W_0 - \frac{e^2}{2\varepsilon} p_p (l_p + x)^2 \qquad \text{pentru } -l_p < x < 0. \qquad 5.2.11$$

Datorită condiției de continuitate a funcției $W(x)$ și a derivatei ei, se impune ca în punctul $x=0$, cele două soluții (și derivatele lor) să aibă aceeași valoare.

Egalînd cele două derivate, pentru $x=0$, se obține :

$$\left.\frac{dW}{dx}\right|_{x=0} = 0 - \frac{e^2}{2\varepsilon} p_p \cdot 2 (l_p + x) = -\frac{e^2}{\varepsilon} n_n (l_n - x). \qquad 5.2.12$$

De aici se scoate relația :

$$\frac{l_n}{l_p} = \frac{p_p}{n_n} . \qquad 5.2.13$$

Scanned with CamScanner

Deci grosimea $D=l_p+l_n$ a stratului de baraj se află în următorul raport cu concentrațiile purtătorilor majoritari din cele două domenii :

$$\frac{l_n}{D}=\frac{l_n}{l_p+l_n}=\frac{p_p}{n_n+p_p}. \qquad 5.2.14$$

La fel :

$$\frac{l_p}{l_n+l_p}=\frac{n_n}{n_n+p_p}=\frac{l_p}{D}. \qquad 5.2.15$$

Aplicînd condiția de continuitate în punctul $x=0$, a funcțiilor $W(x)$ se obține :

$$W_0-\frac{e^2 p_p}{2\varepsilon} l_p^2+0=\frac{e^2 n_n}{2\varepsilon} l_n^2+0. \qquad 5.2.16$$

De aici :

$$W_0=\frac{e^2}{2\varepsilon}(n_n l_n^2+p_p l_p^2). \qquad 5.2.17$$

Ținînd seamă de 5.2.14 și 5.2.15, rezultă :

$$W_0=\frac{e^2}{2\varepsilon}\left[\frac{n_n D^2 p_p^2}{(n_n+p_p)^2}+\frac{p_p D^2 n_n^2}{(n_n+p_p)^2}\right] \qquad 5.2.18$$

sau :

$$W_0=\frac{e^2}{2\varepsilon}\left[\frac{n_n p_p D^2 (p_p+n_n)}{(n_n+p_p)^2}\right]=\frac{e^2}{2\varepsilon}\cdot\frac{n_n p_p}{n_n+p_p} D^2 \qquad 5.2.19$$

De aici se poate scoate grosimea stratului de baraj (a regiunii sarcinii spațiale), în funcție de concentrațiile purtătorilor :

$$D=\sqrt{\frac{2\varepsilon W_0 (n_n+p_p)}{e^2 n_n p_p}}. \qquad 5.2.20$$

Se vede că grosimea stratului de baraj e cu atît mai mare cu cît concentrațiile de sarcini purtătorilor sînt mai mici. De aceea, conform relațiilor 5.2.14 și 5.2.15, cîmpul electric de contact va pătrunde la o adîncime mare în acel domeniu în care concentrația purtătorilor e mai mică. Dacă de exemplu $(N_a-N_d)\gg N_d$, adică $p_p\gg n_n$, atunci cîmpul de contact pătrunde în domeniul n la o distanță apreciabilă, astfel încît practic toată sarcina spațială se află în domeniul n. Conform relației 5.2.14, rezultă în acest caz :

$$\frac{l_n}{D}\simeq\frac{p_p}{0+p_p} \qquad 5.2.21$$

sau :

$$D\simeq l_n=\sqrt{\frac{2\varepsilon W_0}{e^2 n_n}} \qquad 5.2.22$$

Scanned with CamScanner

pe cînd adîncimea de pătrundere a cîmpului E_c în domeniul p este neînsemnat de mică (exact ca în cazul contactului metal-semiconductor).

În cazul cînd $N_a = N_d$, concentrațiile purtătorilor majoritari, vor fi egale între ele, deci sarcina spațială a stratului de baraj se repartizează în mod egal atît în regiunea p cît și în regiunea n, simetric față de planul de contact R. Rezultă că în acest caz :

$$l_n = l_p = \frac{D}{2}. \qquad 5.2.23$$

În ipoteza $N_a = N_d$ și presupunînd că semiconductorul este caracterizat prin proprietatea ca la temperatura camerei să aibă toate centrele de impurități ionizate, rezultă :

$$n_n = N_d^+ \text{ și } p_p = N_a^-. \qquad 5.2.24$$

În acest caz se poate scrie relația pentru grosimea D a stratului de baraj, în funcție de concentrațiile centrelor de impurități :

$$D = \sqrt{\frac{2\varepsilon W_c (N_a^- + N_d^+)}{e^2 N_a^- \cdot N_d^+}} \qquad 5.2.25$$

Ce se întîmplă cînd asupra joncțiunii p—n se aplică din exterior un cîmp electric suplimentar E ? Întrucît rezistența domeniului sarcinii spațiale este mare, partea principală a tensiunii aplicate cade pe joncțiunea p—n. Ca și în cazul contactului metal-semiconductor, înălțimea barierei de potențial, determinată de diferența între cele două nivele Fermi înainte de echilibru ,se va modifica cu mărimea e^0V_{ext}. În cazul cînd pe semiconductorul n se aplică polul minus al bateriei exterioare iar pe semiconductorul p, se aplică polaritatea pozitivă, nivelul Fermi în domeniul p va coborî, față de poziția pe care a avut-o la echilibru, iar cel din domeniul n se va ridica față de această poziție, astfel încît între cele două nivele apare o distanță energetică egală cu e^0V (fig. 72). Înălțimea barierei de potențial va deveni egală cu W' unde :

$$W' = W_0 - eV.$$

Invers, dacă sensul cîmpului electric aplicat din exterior este același cu sensul cîmpului electric de contact (adică minus pe semiconductorul de tip p) atunci

$$W' = W + e^0 V. \qquad 5.2.26$$

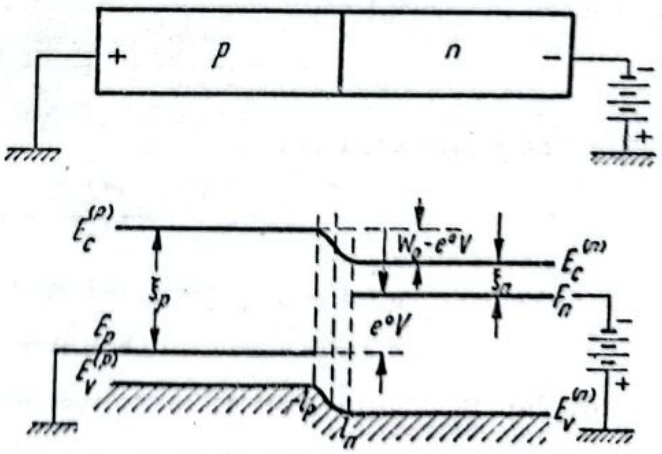


Fig. 72. — Joncțiunea $p - n$ supusă într-un cîmp electric exterior ($V_{ext} \leqslant 0$).

În mod corespunzător se va modifica și grosimea stratului de baraj, adică :

$$D = \sqrt{\frac{2\varepsilon (W_0 + e^0 V)(n_n + p_p)}{e^0 n_n p_p}} \qquad 5.2.27$$

În cazul cînd $n_n \ll p_p$ (adică $N_a \gg N_d$), rezultă :

$$D \simeq l_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon (W_0 \pm eV)}{e^{02} n_n}} \qquad 5.2.28$$

La fel dacă $n_n \gg p_p$ (adică $N_a \ll N_d$) :

$$D \approx l_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon (W_0 \pm e^0 V)}{e^{02} p_p}}. \qquad 5.2.29$$

Din relațiile de mai sus se vede că grosimea stratului de baraj depinde de tensiunea aplicată din exterior. Dacă tensiunea din exterior este astfel aplicată încît să micșoreze bariera de potențial, atunci această barieră va dispare complet pentru o valoare suficient de mare a tensiunii aplicate și anume pentru valoarea $V_{critic} = \frac{W_0}{e^0}$ (v. 5.2.28 și 5.2.29). Odată cu distrugerea barierei de potențial grosimea D a stratului de baraj (deci și grosimea domeniului sarcinii spațiale) devine egală cu zero. Această variație a densității sarcinii spațiale odată cu tensiunea aplicată din exterior este legată de variația capacității joncțiunii p—n, numită și capacitate de barieră, sau capacitate a sarcinilor spațiale.

Dacă se consideră $N_a = N_d$ și se ia în considerare în ecuația lui Poisson concentrațiile centrelor de impurități (se presupune ionizare totală a centrelor de impurități) atunci :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{e^0}{\varepsilon} N_a^- \qquad 5.2.30$$

și pentru domeniul n :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{e^0}{\varepsilon} N_d^+. \qquad 5.2.31$$

Integrînd odată rezultă :

$$\frac{dV}{dx} = \frac{e^0 N_a^-}{\varepsilon} x + C. \qquad 5.2.32$$

Notînd pe $-l_p$ cu $-a$, și pe $l_n = b$ astfel încît

$$D = a + b$$

condițiile la limite vor fi următoarele :

$$\text{Pentru } x = -a \longrightarrow -\frac{dV}{dx}\bigg|_{x=-a} = E_{x=-a} = 0 \qquad 5.2.33$$

Scanned with CamScanner

deoarece

$$E = -\frac{dV}{dx}.$$

Atunci din 5.2.32 rezultă :

$$C = \frac{e^0}{\varepsilon} N_a^- \cdot a \qquad 5.2.34$$

și ca atare :

$$\frac{dV}{dx} = \frac{e^0}{\varepsilon} N_a^- (x + a). \qquad 5.2.35$$

Imediat se găsește rezultatul cunoscut (v. 5.2.11)

$$V = \frac{e^0 N_a^-}{2\varepsilon} (x + a)^2 + C_1. \qquad 5.2.36$$

La fel se obține pentru domeniul „n" :

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{e^0 N_d^+}{\varepsilon} (x - b) \qquad 5.2.37$$

sau :

$$V = -\frac{e^0 N_d^+}{2\varepsilon} (x - b)^2 + C_2 \qquad 5.2.38$$

unde

$$b = l_n$$

Se observă că integrala $\int_{-a}^{a} dV$ se poate scrie ca suma :

$$\int_{-a}^{b} dV = \underbrace{\int_{-a}^{0} dV}_{\substack{\text{domeniul} \\ \text{„}p\text{"}}} + \underbrace{\int_{0}^{b} dV}_{\substack{\text{domeniul} \\ \text{„}n\text{"}}}. \qquad 5.2.39$$

Înlocuind pe dV din 5.2.35 și din 5.2.37, rezultă :

$$\int_{-a}^{b} dV = \int_{-a}^{0} \frac{e^0 N_a^-}{\varepsilon} (x + a)\, dx + \int_{0}^{b} \frac{e^0 N_d^+}{\varepsilon} (b - x)\, dx \qquad 5.2.40$$

$$V(b) - V(a) = \frac{e^0 N_a^-}{2\varepsilon} (x + a)^2 \Big|_{-a}^{0} + \frac{e^0 N_d^+}{2\varepsilon} (b - x)^2 \Big|_{0}^{b} \qquad 5.2.41$$

sau :

$$V(b) - V(a) = \frac{e^0 N_a^- a^2}{2\varepsilon} + \frac{e^0 N_d^+}{2\varepsilon} b^2. \qquad 5.2.42$$

Scanned with CamScanner

Diferența $V(b)—V(a)$ va fi egală cu potențialul de contact V_c în absența unui cîmp exterior, sau cu suma V_c+V_{ext} cînd se aplică un cîmp din exterior :

$$V(b) - V(a) = \begin{cases} V_c & (\text{pentru } E_{ext} = 0). \\ V_c + V_{ext} & (\text{pentru } E_{ext} \neq 0). \end{cases} \qquad 5.2.43$$

În acest caz se poate scrie :

$$V_c + V = \frac{e}{2\varepsilon}(N_a^- a^2 + N_a^+ b^2). \qquad 5.2.44$$

După cum s-a mai arătat, variația tensiunii aplicate din exterior provoacă o variație a capacității stratului de baraj, variație legată de variația $\Delta D=\Delta\,(a+b)$ a grosimii domeniului sarcinii spațiale. Într-adevăr, din 5.2.44 rezultă :

$$\mathrm{d}V = \frac{e^\circ}{\varepsilon}(N_a^- \cdot a \cdot \mathrm{d}a + N_d^+ \cdot b \cdot \mathrm{d}b). \qquad 5.2.45$$

Ținînd seama de relația 5.2.45 și de notațiile $-l_p=-a$; $l_n=b$, relația 5.2.45 se scrie :

$$\mathrm{d}V = \frac{e^\circ}{\varepsilon} N_a^- a\,(\mathrm{d}a + \mathrm{d}b) = \frac{e^\circ}{\varepsilon} N_a^- a \cdot \mathrm{d}\,(a + b). \qquad 5.2\,46$$

Ținînd de asemenea seama că sarcina spațială este egală cu :

$$Q = e^\circ N_a^- a = e^\circ N_d^+ b \qquad 5.2.47$$

rezultă pentru 5.2.46 :

$$\mathrm{d}V = \frac{1}{\varepsilon} Q \cdot \mathrm{d}D. \qquad 5.2.48$$

Pe de altă parte variația tensiunii aplicate provocînd o variație a grosimii domeniului sarcinii spațiale, conduce în același timp, și la o variație a sarcinii spațiale. Atunci se poate scrie :

$$e^0 N_a^- \mathrm{d}a = e^\circ N_d^+ \mathrm{d}b = \mathrm{d}Q. \qquad 5.2.49$$

Relația 5.2.45 capătă atunci aspectul :

$$\mathrm{d}V = \frac{1}{\varepsilon}(e^0 N_a^- \mathrm{d}a)\,(a + b) = \frac{\mathrm{d}Q}{\varepsilon}(a + b) \qquad 5.2.50$$

sau :

$$\mathrm{d}V = \frac{D}{\varepsilon} \cdot \mathrm{d}Q. \qquad 5.2.51$$

Ținînd seama că $C=\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}V}$, rezultă :

$$C_0 = \frac{\varepsilon}{D}. \qquad 5.2.52$$

Scanned with CamScanner

Capacitatea C_0 reprezintă capacitatea unității de suprafață. Capacitatea unei joncțiuni p—n care are suprafața de contact egală cu S va fi dată de :

$$C_s = C_0 S = \frac{\varepsilon S}{D}. \qquad 5.2.53$$

Înlocuind pe D cu una din expresiile sale (în funcție de raportul între (N_a și N_d) rezultă :

$$C = S \sqrt{\frac{\varepsilon e^2 N_a^- N_d^+}{2(W_c + eV)(N_d^+ + N_a^-)}} \qquad 5.2.53,\ a$$

pentru D dată de relația 5.2.29 și prezența unui cîmp electric extern. Pentru germaniu ($\varepsilon = 16$) în care se ia $N_a^- = N_d^+ = 10^{16}$ cm^{-3}, în cazul $V_{ext} = 0$ și $V_c = 1$ V, rezultă $D \approx 10^{-4}$ cm și $C \simeq 10^4$ cm $= 10^4$ pF.

S-a considerat $e^\circ = 4{,}8.10^{-8}$ u.e.s. G.G.S.

Toate considerațiile făcute mai sus se referă la joncțiunea p—n abruptă, în care distribuția centrelor de impurități prezintă o scădere bruscă în planul de contact așa cum se arată de exemplu în figura 71, *a*. În practică însă joncțiunile p—n, care se obțin prin difuzia purtătorilor sau prin impurificarea controlată a topiturii din care se crește monocristalul, nu au front brusc al distribuției impurităților, ci o variație lină a concentrației acestora, variație care, în primă aproximație, poate fi considerată ca fiind liniară (fig. 73). Dacă se presupune că la temperatura normală toate centrele de impurități sînt ionizate, atunci și concentrațiile purtătorilor vor avea aceeași distribuție liniară, ca și centrele de impurități. Prin aplicarea unui cîmp electric din exterior, joncțiunea p—n se va lărgi sau îngusta, în funcție de sensul cîmpului, în mod egal în ambele părți, deoarece se presupune $N_a = N_d$. Legea de variație a sarcinii spațiale va fi aceeași cu legea de variație a concentrației impurităților (sau purtătorilor) :

$$\rho(x) = e^\circ N(x) \qquad 5.2.54$$

unde $N(x) = N_d(x) = N_a(x)$, depind de distanța x, în mod liniar. Înlocuind pe ρ în ecuația lui Poisson :

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = \frac{-1}{\varepsilon} \rho(x$$

se obțin expresiile capacității și lărgimii joncțiunii p—n, în funcție de $V(x)$ și de concentrațiile impurităților.

Ca și în cazul contactului metal-semiconductor pentru aflarea caracteristicii curent-tensiune cu joncțiuni p—n se va ține seama

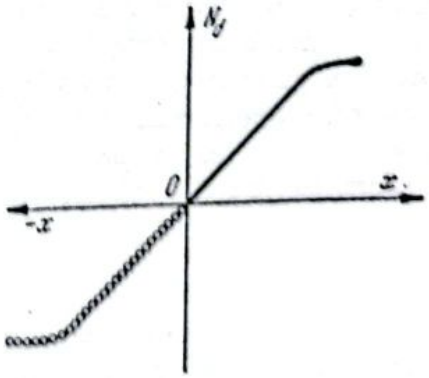


Fig. 73. — Distribuția atomilor de impurități într-o joncțiune reală. Cazul unei joncțiuni formată prin tragerea din topitură.

de lărgimea joncțiunii p—n și de drumul liber al purtătorilor. Pentru $l>D$, adică pentru joncțiuni p—n subțiri, electronii vor trece dintr-un domeniu în altul fără să sufere ciocniri în regiunea stratului de baraj. În acest caz se aplică teoria diodei, întrucît este îndeplinită condiția $D \ll \frac{lW_0}{kT}$. Cînd $D \gg \frac{lW_0}{kT}$ (v. § 4.2), mișcarea purtătorilor în regiunea joncțiunii p—n se supune legilor difuziei, deci pentru calculul caracteristicii curent-tensiune a joncțiunii p—n, este aplicabilă teoria difuziei.

Spre deosebire însă de cazul tratat la contactul metal-semiconductor, de data aceasta va trebui să se țină seamă de faptul că în cazul joncțiunii p—n e necesar să se ia in considerare purtătorii de ambele semne, atît în regiunea n cît și în regiunea p. Un rol important îl vor avea în acest caz fenomenele de recombinare a purtătorilor, de aceea, înainte de a se trece la expunerea teoriei redresării cu ajutorul joncțiunii p—n, se vor trata problemele legate de recombinarea purtătorilor în semiconductori. Expunerea fenomenelor de recombinare este necesară nu numai pentru înțelegerea proceselor fizice din joncțiunile p—n, ci și pentru explicarea mecanismului de funcționare și proceselor fizice care au loc în tranzistori, fotodiode, fotoelemente și în alte dispozitive semiconductoare.

5.3. Fenomene de recombinare în semiconductori

După cum s-a arătat în paragraful 3.1 sub acțiunea unor factori din exterior (lumină, radiații nucleare etc.) în semiconductori pot apare purtători de neechilibru (energia suplimentară este transmisă electronilor, pe cînd energia rețelei rămîne neschimbată). De obicei numărul purtătorilor de neechilibru nu este prea mare, iar energia acumulată de ei este mică în comparație cu energia termică a rețelei cristaline. Dacă prin δn se notează numărul purtătorilor de neechilibru (care este mult mai mic decît numărul n_0 al purtătorilor de echilibru), atunci concentrația totală n a purtătorilor, în cazul acțiunii unui factor excitator extern va fi :

$$n = n_0 + \delta n. \qquad 5.3.1$$

Întrucît apariția electronilor suplimentari sub acțiunea factorilor externi este însoțită de apariția unui număr egal de goluri, rezultă că și concentrația totală a golurilor se va exprima prin o relație similară cu 5.3.1 și anume :

$$p = p_0 + \delta p. \qquad 5.3.2$$

Scanned with CamScanner

În acest caz conductibilitatea totală va fi determinată prin relația :

$$\sigma = e(\mu_n n_0 + \mu_n p_0 + \mu_n \delta n + \mu_p \delta p) \qquad 5.3.3$$

sau :

$$\sigma = \sigma_0 + \delta\sigma \qquad 5.3.4$$

unde :

$$\delta\sigma = e(\mu_n \delta n + \mu_p \delta p) \qquad 5.3.5$$

reprezintă conductibilitatea suplimentară (de neechilibru).

În majoritatea cazurilor purtătorii de neechilibru au mobilitatea egală cu cea a purtătorilor de echilibru.

Cel mai caracteristic factor care poate provoca generarea de purtători (electroni și goluri) în semiconductori este lumina și mai ales radiațiile ultraviolete.

Evident, sub acțiunea energiei cuantelor de lumină, electronii pot trece direct din zona de valență în zona de conducție, dar dacă lărgimea zonei interzise a semiconductorului e mare, iar energia fotonilor nu-i prea ridicată (radiații cu lungimea de undă mare), electronii pot ajunge numai pe nivelele intermediare situate în zona interzisă (fotoionizare), fără să apară efectul de fotoconducție (creșterea conductibilității electrice sub acțiunea iradierii cu lumină). În ipoteza că electronii au trecut în zona de conducție, apare un număr de electroni de neechilibru δn, iar în zona de valență un număr de goluri de neechilibru δp. Numărul purtătorilor suplimentari (electroni și goluri, generați sub acțiunea luminii, nu poate să crească la infinit. În mișcarea lor prin cristal, golurile și electronii se întîlnesc și se recombină. Procesul de recombinare este invers procesului de generare a perechilor electron-gol. Dacă prin generare (sub acțiunea luminii) electronul putea trece direct în zona de conducție lăsînd un gol în zona de valență, atunci prin procesul de recombinare are loc trecerea înapoi a electronului din zona de conducție în zona de valență (fig. 74). Evident, s-a considerat că energia cuantelor luminoase este suficientă ca electronul să treacă direct din zona de valență în zona de conducție.

Înainte de a se recombina însă, perechile electron-gol care au luat naștere sub acțiunea luminii (sau a altui agent excitator extern), pot participa în procesul de difuzie, conducție sub acțiunea unui cîmp electric etc. De aceea procesele care pot fi studiate în legătură cu comportarea purtătorilor de neechilibru în semiconductori pot fi :

1) Procesele de generare a purtătorilor de neechilibru

$$\delta n, \ (\delta p);$$

2) Procesele de mișcare a purtătorilor de neechilibru (difuzie, drift sub acțiunea unui cîmp electric etc.) ;

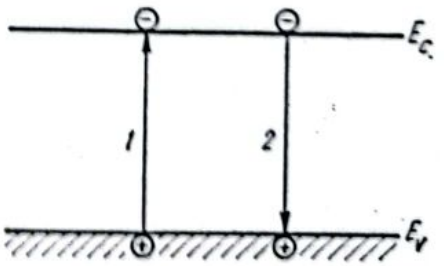


Fig. 74. Trecerea electronilor din zonă în zonă:
1 — generare; 2 — recombinare.

Scanned with CamScanner

3) Procesele de recombinare a purtătorilor de neechilibru.

În acest paragraf vor fi studiate procesele de generare și de recombinare a purtătorilor de neechilibru, insistîndu-se asupra proceselor de recombinare pe centre locale (capcane). Centrele locale au un rol esențial în recombinarea purtătorilor de neechilibru. Într-adevăr, numai în puține cazuri, sub acțiunea factorilor externi, poate avea loc recombinarea directă (trecerea electronilor direct din zonă în zonă), și anume atunci cînd lărgimea ΔE_0 a zonei interzise este relativ mică, iar energia cuantelor de lumină (sau a altor agenți excitatori) este suficientă pentru a putea asigura saltul electronilor peste zona interzisă. În general însă, electronii pot trece mai ușor pe nivelele situate în zona interzisă și de acolo apoi în zona de conducție. Centrele locale situate în zona interzisă și care constituie o treaptă intermediară pentru trecerea electronilor din zona de valență în zona de conducție, pot fi nivelele de impurități, defecte ale rețelei cristaline etc.

Care sînt factorii care determină concentrațiile δn, δp ale purtătorilor de neechilibru generați prin iluminarea semiconductorului cu fotonii a căror energie este suficientă pentru generarea de perechi electron-gol?

În domeniul absorbției proprii (trecerea electronului din zona de valență în cea de conducție), numărul de purtători $\delta n'$, $\delta p'$, creați în unitatea de volum, va fi proporțional cu energia luminoasă absorbită în unitatea de volum și unitatea de timp.

$$\delta n' = \beta k I \qquad 5.3.6$$

$$\delta p' = \beta k I \qquad 5.3.7$$

unde :

β — este coeficientul de proporționalitate ;
k — coeficientul de absorbție ;
I — intensitatea luminoasă.

Dacă I se măsoară în număr de cuante pe secundă, atunci coeficientul de proporționalitate β are sensul așa-numitului *randament cuantic*, adică determină numărul perechilor electron-gol format de o cuantă incidentă. Dacă numărul purtătorilor crește prin iluminare și nu se presupune și existența altui proces (de exemplu, recombinare, alt tip de generare etc.). atunci după un timp t, concentrațiile δn, δp vor fi date de :

$$\delta n = \beta k I t \qquad 5.3.8$$

$$\delta p = \beta \cdot k I t \qquad 5.3.9$$

și generarea perechilor electron-gol ar crește în mod nelimitat (fig. 75, curba 1). Din experiență se știe însă, că mărimile δp, δn și $\delta\sigma$ ajung la valori staționare, deci nu cresc la infinit. Înseamnă că pe lîngă procesele de generare (de noi perechi), are loc și un proces de recombinare a perechilor formate anterior, proces care decurge simultan cu procesul de generare (în timpul acțiunii factorului excitant). După un timp oarecare, recombinarea atinge aceeași intensitate cu a generării, se stabilește

Scanned with CamScanner

un echilibru dinamic (faza de staționaritate). Pentru aceasta recombinarea trebuie să crească odată cu creșterea concentrațiilor purtătorilor de neechilibru, de la începutul iluminării pînă în faza de staționaritate, cînd viteza de generare a purtătorilor este egală cu viteza de recombinare a lor (fig. 75, curba 2). Rezultă deci că timpul t în care crește numărul purtătorilor de neechilibru nu poate fi mai mare decît un timp limită τ numit timp de viață al purtătorilor. Acest timp de viață reprezintă timpul pe care un purtător (electron, gol) l-a petrecut în stare liberă din momentul apariției (generării) lui și pînă în momentul dispariției (recombinării) lui. Atunci relațiile 5.3.8 și 5.3.9 devin :

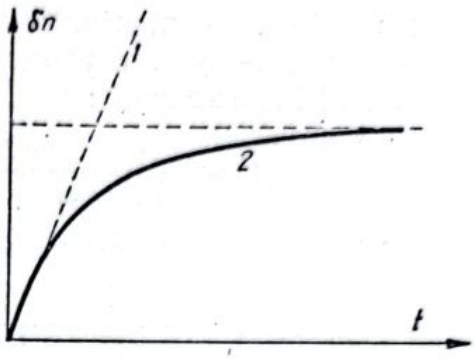


Fig. 75. — Creșterea concentrație purtătorilor de neechilibru în urma iluminării semiconductorului.

$$\delta n_{st} = \beta k I \tau \qquad 5.3.10$$

$$\delta p_{st} = \beta k I \tau \qquad 5.3.11$$

unde indicile *st* indică faptul că este vorba despre valorile în condițiile de staționaritate [10]. În acest caz 5.3.5 devine :

$$\delta\sigma_{st} = \delta\sigma_p + \delta\sigma_n = e\beta k I(\mu_p\tau_p + \mu_n\tau_n). \qquad 5.3.12$$

Dacă unul din termenii din paranteză e cu mult mai mare decît celălalt, atunci are loc o condiție unipolară de echilibru realizată de purtătorii de un singur semn :

$$\delta\sigma_{st} = e\mu\tau\beta I. \qquad 5.3.13$$

k, β — caracterizează interacțiunea luminii cu substanța ;
τ, μ — caracterizează interacțiunea purtătorilor cu substanța.

Înmulțirea imperfecțiilor în cristal (defecte ale rețelei, dislocații, deformații etc.) duce la mărirea numărului de centre de recombinare, deci la micșorarea timpului de viață a purtătorilor, deși conductibilitatea nu scade în mod simțitor. Timpul de viață al purtătorilor de neechilibru poate fi modificat și prin varierea concentrațiilor centrelor de impurități (amestecuri).

De obicei prin termenul recombinare se înțelege fenomenul de trecere directă a electronului din zona de conducție în zona de valență (recombinare directă a electronului și golului). Cînd purtătorul de neechilibru se unește cu o sarcină localizată în zona interzisă (nivel donor, nivel acceptor, defecte etc.), se spune că acest purtător a fost „capturat" de centrul de recombinare respectiv.

Pentru a caracteriza fenomenul de recombinare sau de captură a purtătorilor este necesară introducerea noțiunii de secțiune eficace a centrelor de recombinare sau de captură.

Scanned with CamScanner

Fie un flux de particule care cade pe o regiune formată din centre de recombinare (sau captură). Se definește secțiunea eficace de recombinare ca fiind raportul :

$$\Theta_{rec.} = \frac{\text{Numărul electronilor care se recombină într-o secundă}}{\text{Densitatea fluxului electronilor de conducție}} \qquad 5.3.14$$

La fel se definește secțiunea eficace de captură :

$$\Theta_{capt.} = \frac{\text{Numărul particulelor capturate într-o secundă}}{\text{Densitatea fasciculului incident}} \qquad 5.3.15$$

unde densitatea fasciculului electronilor de conducție este dată de raportul J/e.

$\Theta_{rec.}$ și $\Theta_{capt.}$ au sensul de probabilități de recombinare (sau captură) a purtătorilor de neechilibru. Timpul de viață a acestor purtători va depinde deci invers proporțional de secțiunea eficace de recombinare și captură. După cum s-a mai menționat, timpul de viață scade odată cu creșterea concentrației capcanelor (sau golurilor de diferite sorturi) în cristal. Probabilitatea de întîlnire (recombinare, captură) a unui electron cu un gol de un tip determinat, va fi evident, proporțională cu concentrația p a acestor goluri și cu viteza relativă medie v_n de mișcare a electronului și golului. Atunci timpul mediu de viață al electronului relativ la un tip de goluri acaparatoare, va putea fi exprimat prin relația :

$$\tau_n = \frac{1}{\Theta_n v_n \cdot p} \cdot \qquad 5.3.16$$

Dacă în semiconductor există k tipuri de goluri, atunci în raport cu fiecare din aceste sorturi de capcane se poate scrie :

$$\tau_{nk} = \frac{1}{\Theta_{nk}\, v_{nk}\, p_k} \cdot \qquad 5.3.17$$

Cum se poate determina timpul efectiv de viață al electronului în zona de conducție ?

Mărimea $\Theta_n\, v_n\, p$ determină numărul ciocnirilor posibile ale electronului cu golurile în unitatea de timp*. Pentru o gamă de sorturi de goluri numărul total al ciocnirilor în unitatea de timp cu oricare gol se exprimă prin suma :

$$\sum_k p_k\, v_{nk} \Theta_{nk} . \qquad 5.3.18$$

Atunci timpul efectiv de viață al purtătorilor va fi dat de :

$$\tau_{nk} = \frac{1}{\sum_k p_k v_{nk} \Theta_{nk}} \qquad 5.3.19$$

* Evident după prima ciocnire, electronul s-a și recombinat cu golul, dar acest fapt nu-i esențial pentru calculele matematice.

Scanned with CamScanner

sau scris altfel :

$$\frac{1}{\tau} = \sum_k \frac{1}{\tau_k} . \qquad 5.3.20$$

În mod analog timpul de viață al golului din zona de valență se scrie :

$$\tau_{pk} = \frac{1}{n_k \Theta_{pk} v_{pk}} \qquad 5.3.21$$

unde n_k reprezintă concentrația electronilor de diferite sorturi, „aca-paratori" de goluri [10].

Din formula 5.3.17 rezultă că $\frac{1}{\tau_{nk}} = p_k v_{nk} \Theta_{nk}$ reprezintă numărul de ciocniri (finalizate prin captură sau recombinare) ale unui electron de neechilibru, în unitatea de timp. Înmulțind acest număr cu concentrația electronilor de neechilibru și mediind după $\Theta_{nk} v_{nk}$, se obține *intensitatea de recombinare* (captură) :

$$\frac{\delta n}{\tau_{nk}} = \overline{v_{nk} \Theta_{nk}} p_k \delta n. \qquad 5.3.22$$

La fel se obține intensitatea de recombinare (captură) pentru goluri :

$$\frac{\delta p}{\tau_{pk}} = \overline{v_{pk} \Theta_{pk}} n_k \delta p. \qquad 5.3.23$$

Produsul $\overline{v_{pk} \Theta_{pk}}$ între secțiunea eficace și viteza purtătorilor, mediat pe toți purtătorii din zonă se numește coeficient de recombinare (captură). Se notează de obicei prin γ_{pk}, și după cum se vede din 5.3.23, corespunde unei intensități de recombinare pentru concentrațiile n_k și δp egale cu unitatea. Deci :

$$\gamma_{pk} = \overline{v_{pk} \Theta_{pk}} . \qquad 5.3.24$$

În mod analog :

$$\gamma_{nk} = \overline{v_{nk} \Theta_{nk}} . \qquad 5.3.25$$

Atunci relațiile 5.3.19 și 5.3.21 se pot scrie :

$$\tau_{nk} = \frac{1}{\gamma_{nk} p_k} \qquad 5.3.26$$

$$\tau_{pk} = \frac{1}{\gamma_{pk} n_k} . \qquad 5.3.27$$

Întrucît τ_{nk}, τ_{pk} depind de n_k, p_k ele vor depinde de temperatură deoarece concentrațiile se modifică odată cu variația temperaturii, a intensității luminii etc.

Problema de bază care se ivește atunci cînd se ia în considerare procesul de recombinare a electronului și golului din zone, este sub ce formă se degajă energia eliberată prin recombinare.

Scanned with CamScanner

Ca în orice proces de ciocnire (interacțiune în general), trebuie să fie respectate legile de conservare a energiei și impulsului. Energia E' pe care o are electronul în zona de conducție (înainte de ciocnire), va fi egală cu suma dintre energia E pe care o va avea în starea finală — adică în zona de valență — și energia δE de împrăștiere :

$$E' = E + \delta E \,. \qquad 5.3.28$$

La fel se poate scrie pentru impulsuri, relația :

$$\vec{p'} = \vec{p} + \vec{\delta p} \,. \qquad 5.3.29$$

Ținînd seama că :

$$\vec{p'} = h.\vec{k'}\,;\ \vec{\delta p} = \vec{Q} = h\vec{q}\,;\ \vec{p} = h\vec{k} \qquad 5.3.30$$

formula 5.3.29 devine o relație între numerele de undă :

$$\vec{k'} = \vec{k} + \vec{q}. \qquad 5.3.31$$

În realitate, satisfacerea legilor de conservare a energiei și impulsului se asigură fie prin aceea că are loc recombinarea electronului și golului cu impulsuri egale și opuse ca direcție și ca urmare se degajă o cuantă luminoasă cu impulsul aproximativ egal cu zero, dar care ia cu sine toată energia degajată la recombinare, fie prin actul de recombinare care are loc în forma electron-gol-fonon, în care fononul obține o parte mică din energia degajată, dar poate dobîndi practic tot impulsul rezultat. Astfel este asigurată posibilitatea recombinării electronului și golului care au impulsuri diferite, în cazul recombinării radiative (cu emisie de fotoni).

5.3.1. Recombinarea directă

Trecerea directă a electronului în zona de valență (ciocnirea directă gol-electron) constituie procesul de recombinare directă. În afară de acest mecanism de recombinare, se mai pot distinge alte două și anume, recombinarea prin centre de captură (capcane) și recombinarea de suprafață.

Prin trecerea directă a electronului din zona de conducție în zona de valență, trebuie să se degaje o energie δE aproximativ egală cu lărgimea zonei interzise. După modul în care este eliberată și cui este cedată această energie, se pot deosebi mai multe aspecte ale mecanismului de recombinare directă :

a) *Recombinarea radiativă*, în care energia suplimentară rezultată în urma trecerii electronului din zona de conducție în zona de valență este cedată sub formă de cuante luminoase (fotoni) :

$$E' - E = h\nu. \qquad 5.3.32$$

Scanned with CamScanner

În acest caz apare fenomenul de luminescență a semiconductorilor, de exemplu la InSb, Ge, sulfuri etc.

b) *Recombinarea fononică*, la care nu apare fenomenul de luminescență în urma procesului de recombinare. Energia rezultantă este cedată electronilor din rețeaua cristalină și ca atare vor crește oscilațiile termice ale rețelei cristaline. Procesul este invers procesului de generare termică a perechilor electron-gol. Probabilitatea acestui tip de recombinare — în care energia termică a rețelei se mărește — este mai mare decît a recombinării fotonice (radiative).

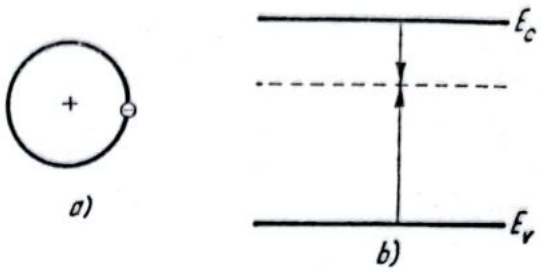


Fig. 76. — Recombinarea excitonică:
a — schema simplificată a unei stări excitate;
b — recombinarea prin intermediul excitonului.

c) *Recombinarea prin șoc*, în care energia suplimentară este cedată unei a treia particule (de exemplu unui electron). Dacă viteza particulei a treia înainte de ciocnirea simultană cu electronul și golul este v, atunci viteza v' — după ciocnire va fi mai mare, adică

$$v' > v$$

deoarece energia suplimentară δE a fost transmisă acestei a treia particule.

d) *Recombinarea pe vibrațiile plasmei cristalului.* Purtătorii de sarcini (electroni goluri) care se află în număr mare în semiconductori, pot fi asimilați cu o plasmă, care execută anumite vibrații. Asimilarea cu o plasmă este justificată prin aceea că în semiconductor — care în exterior apare neutru din punct de vedere electric — numărul foarte mare al sarcinilor pozitive este egal cu numărul sarcinilor negative. Energia suplimentară δE rezultată în urma recombinării este transmisă plasmei de electroni și goluri, ca atare energia acestei plasme va crește.

e) *Recombinarea excitonică*, are loc în substanțele caracterizate prin prezența nivelelor excitonice în zona lor interzisă. Excitonul se prezintă sub forma unui sistem format dintr-un electron și un gol, legați între ei în mod similar ca și un atom de hidrogen (fig. 76, *a*). În exterior acest sistem, a cărui stabilitate este asigurată printr-o energie de legătură, apare ca fiind neutru. Recombinarea excitonică are loc în două trepte: la început se prinde de nivelul excitonic (capcană) electronul și după aceea pe același nivel se prinde și golul (fig. 76, *b*). Acest proces dublu este echivalent cu trecerea electronului din zona de conducție în zona de valență. Excitonul apare în acest caz ca un interval între recombinări. Cînd starea de excitație s-a transmis la atomul vecin, în atomul părăsit de exciton electronul și golul sosiți acolo s-au recombinat.

Cum va depinde timpul de viață τ de concentrația purtătorilor de neechilibru, în cazul recombinării directe? Întrucît recombinarea se produce prin ciocnirea gol-electron, aceste ciocniri vor avea loc cu atît mai des cu cît sînt mai mari concentrațiile n și p ale purtătorilor. Deci

Scanned with CamScanner

numărul purtătorilor care se vor recombina într-o secundă este proporțional cu produsul $n \cdot p$ al concentrațiilor lor. Coeficientul de proporționalitate η depinde numai de proprietățile și natura semiconductorului.

În același timp cu recombinarea are loc continua generare pe cale termică a perechilor gol-electron pe baza energiei termice a rețelei. Fie g_0 numărul perechilor create prin excitație termică într-un centimetru cub, în unitatea de timp. Este evident că g_0 va depinde de temperatură și de proprietățile semiconductorului.

În starea de echilibru termic concentrațiile n_0 și p_0 sînt constante, adică numărul de perechi generate este egal cu numărul de perechi care se recombină :

$$g_0 = \eta n_0 p_0. \qquad 5.3.33$$

Cînd concentrația purtătorilor se deosebește de cea de echilibru, atunci procesul de recombinare nu mai este echilibrat de cel al generării pe cale termică și numărul suplimentar al perechilor care dispar într-o secundă, într-un centimetru cub va fi dat de :

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_{rec} = -\left(\frac{dp}{dt}\right)_{rec} = \eta \cdot n \cdot p - g_0 = \eta (n \cdot p - n_0 \cdot p_0). \qquad 5.3.34$$

Semnul minus arată că pentru $n \cdot p \gg n_0 \cdot p_0$, numărul purătorilor scade ca urmare a predominării procesului de recombinare, adică $\left(\frac{dn}{dt}\right)_{rec} < 0$. Dacă $n \cdot p < n_0 \cdot p_0$, atunci procesul generării termice predomină asupra recombinării și deci $\left(\frac{dn}{dt}\right)_{rec} > 0$.

Dacă acum lumina creează în unitatea de volum un număr g de perechi într-o secundă, atunci numărul total al perechilor generate (termic și sub acțiunea luminii) va fi $g_0 + g$, iar numărul perechilor care s-au recombinat în acest timp va fi $\eta \cdot n \cdot p$. Atunci variația concentrației în timp se va exprima prin relația :

$$\frac{dn}{dt} = g + g_0 - \eta \cdot n \cdot p = g - n (n \cdot p - n_0 p_0). \qquad 5.3.34, a$$

Dacă $\delta n = \delta p$, atunci nu va exista sarcină spațială adică $\rho = e(\delta n - \delta p) = 0$. În acest caz, ținînd seama că $\delta n = n - n_0$ și $\delta p = p - p_0$ și că $\delta n \ll n_0$, $\delta p \ll p_0$, relația 5.3.34 se poate transforma într-o relație mai simplă. Într-adevăr :

$$n \cdot p - n_0 p_0 = (n_0 + \delta n)(p_0 + \delta p) - n_0 p_0 = \delta n (n_0 + p_0) + (\delta_n)^2 \qquad 5.3.35$$

Deoarece $\delta n \ll n_0$,se poate neglija termenul $(\delta n)^2$ ca fiind foarte mic În acest caz se poate aproxima că $np - n_0 p_0 \approx \delta n (n_0 + p_0)$ și 5.3.34 devine :

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{rec} = -\eta (np - n_0 p_0) \approx \eta \cdot \delta n (n_0 + p_0) \qquad 5.3.36$$

Scanned with CamScanner

sau înlocuind pe δn :

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{rec} = -\eta\,(n - n_0)\,(n_0 + p_0). \qquad 5.3.37$$

Notînd prin $\frac{1}{\tau} = \eta(n_0 + p_0)$ o mărime care nu depinde de concentrația suplimentară δn și care are dimensiunile inversului unui timp, relația de mai sus devine :

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{rec} = -\frac{n - n_0}{\tau}. \qquad 5.3.38$$

Dacă după iluminarea semiconductorului pînă cînd se atinge o valoare staționară a concentrației δn (adică $\delta n_{st} = (n - n_0)_{st}$) se întrerupe brusc agentul excitator (iluminarea), atunci variația concentrației purtătorilor în timp va fi descrisă de ecuația 5.3.38. Soluția acestei ecuații va fi de forma :

$$\delta n = C \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}. \qquad 5.3.39$$

Pentru $t=0$ — adică momentul întreruperii iluminării, concentrația inițială $(\delta n)_{t=0}$ era încă egală cu $\delta n_{staț.}$, deci valoarea constantei va fi $C = \delta n_{staț.}$ Atunci 5.3.39 se scrie :

$$\delta n = \delta n_{staț.} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \qquad 5.3.40$$

Din 5.3.40 se vede că τ — timpul mediu de viață al purtătorilor — reprezintă timpul după care numărul purtătorilor suplimentari (de neechilibru) scade de $\approx$ 2,7 ori. Pentru δn foarte mari, soluția 5.3.40 nu mai e corectă, deoarece în expresia $\frac{n - n_0}{\tau}$, τ depinde deja și de $n \approx \delta n$.

Ciocnirea directă electron-gol este posibilă în semiconductori cu lărgimea ΔE_0 a zonei interzise mică, ca Te, InSb, PbTe etc., pentru temperaturi suficient de ridicate. În majoritatea semiconductorilor însă, în care lărgimea zonei interzise este relativ mare (>0,50 eV), recombinarea are loc prin intermediul centrelor de recombinare (capcane). Despre acest mecanism de recombinare se va vorbi în subparagraful următor.

5.3.2. Recombinarea prin centre locale de recombinare

Atomii de impurități, defecte ale rețelei, dislocații etc., ale căror nivele energetice se află în zona interzisă, constituie centre de recombinare (capcane). Ele pot fi de mai multe feluri — adînci, sau mai puțin adînci, adică la diferite distanțe în raport cu mijlocul zonei interzise.

Scanned with CamScanner

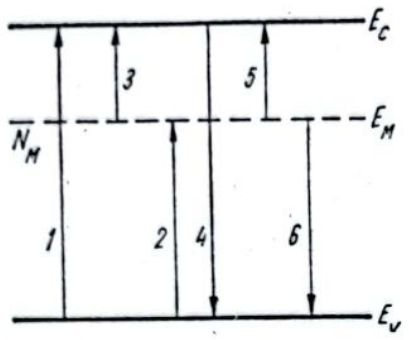


Fig. 77. — Tranzațiile posibile ale purtătorilor din zonă în zonă, sau prin intermediul centrelor de recombinare.

Anumiți atomi de impurități pot fi neutri, o dată, sau de mai multe ori ionizați (de exemplu Cu, Cu^-, Cu^{--}, Cu^{---} etc. Se va considera cazul mai simplu al centrelor numai o singură dată ionizate (negativ sau pozitiv).

Cînd un electron (gol) a fost capturat de o capcană, apar două posibilități : electronul fie se recombină cu un gol care vine în aceeași capcană, fie este aruncat înapoi în zonă pe seama agitației termice. Deci cînd un electron (sau gol) a fost capturat de o capcană (centru de recombinare), nu înseamnă că s-a și recombinat ; purtătorul captat este doar localizat și se poate spune doar că prin acest proces de captură, probabilitatea de recombinare a sa a crescut. Secțiunile eficace (care au sens de probabilitate de recombinare sau captură) vor fi diferite, dacă în capcană a sosit mai înainte golul, sau a fost capturat mai întîi electronul. Într-adevăr, dacă se consideră centrul-capcană ca un centru donor, atunci el aflîndu-se în stare neutră, poate capta un gol cu o oarecare probabilitate și devine ion pozitiv. Captarea ulterioară a unui electron va fi mult mai probabilă, deoarece acum centrul-capcană nu mai e neutru, ci are o sarcină pozitivă, care va interacționa puternic cu sarcina negativă a electronului (atracție electrostatică). Rezultă că secțiunea eficace Θ_n va fi mai mare decît secțiunea eficace Θ_p.

În cazul centrului acceptor, secțiunea Θ_n de captare a electronului, va fi mai mică decît Θ_p, secțiunea eficace de captare a golului (centrul acceptor — neutru —, va capta prima dată electronul, devenind ion negativ — atrăgînd ulterior spre el golul pozitiv).

Teoria recombinării prin centre locale de recombinare a fost elaborată în lucrările lui Hall [11], Shockley și Read [12] etc. Principalele rezultate ale acestor lucrări vor fi expuse pe scurt în cadrul acestui subparagraf.

5.3.2.1. **Statistica recombinării în semiconductori cu un singur tip de capcane.** Principala problemă a teoriei recombinării este aceea de a găsi modul în care depinde timpul de viață de concentrația purtătorilor de echilibru și neechilibru, de concentrația capcanelor etc.

Ținînd seama de notațiile din figura 77 se poate scrie că τ — timpul de viață este o funcție de forma :

$$\tau = \tau\,(F_0,\ t^\circ,\ N_M,\ E_M,\ \Theta_M)$$

unde :

$$F_0 = F_0\,(n \cdot p)$$

reprezintă nivelul Fermi.

Scanned with CamScanner

La echilibru concentrațiile n, p se notează cu n_0, p_0. La neechilibru apar concentrațiile de neechilibru δn și δp și ca atare τ va depinde de δn, δp.

Se vor folosi notațiile :

E_M — nivelul efectiv al energiei capcanei ;
N_M — concentrația capcanelor ;
F_0 — nivelul Fermi pentru starea de neechilibru ;
F_n, F_p — nivelele Fermi pentru electroni și goluri (cvasinivele) ;
F_M — nivelul Fermi pentru capcane (cvasinivel) ;
$N(E)$ — densitatea stărilor cuantice distribuite după energii ;
N_c — densitatea efectivă de stări cuantice în zona de conducție ;
N_v — densitatea efectivă a stărilor cuantice în zona de valență ;
f_M — funcția de distribuție pentru capcane (procentul de capcane ocupate de electroni) ;
$f(E)$ — funcția de distribuție care definește partea de stări cuantice din zona de conducție ocupată de electroni ;
$f_p(E)$ — funcția de distribuție care exprimă partea de stări cuantice din zona de valență, ocupată de goluri. Evident : $f_p(E) = 1 - f(E)$;
f_{pM} — funcția de distribuție care arată partea de capcane ocupate de goluri. Evident : $f_{pM} = 1 - f_M$.

În schema din figura 77 se arată că în semiconductorul cu centre de recombinare sînt posibile mai multe tranziții :

a) — tranziții făcute sub acțiunea luminii sau agitației termice, necesitînd o cheltuială de energie.

b) — tranziții care conduc la captura sau recombinarea purtătorilor, care se fac cu degajare de energie termică sau luminoasă.

Primul tip de tranziții poate fi ilustrat, de exemplu, prin trecerea electronilor din zona de valență sau din capcane în zona de conducție (tranzițiile 1,3). Pentru studiul recombinării trebuie să se țină seama de mai multe posibilități de tranziție, care pot avea loc simultan. De exemplu, un electron poate trece din zona de conducție — pe nivelele centrelor de recombinare (tranziția 5), prin aceasta concentrația electronilor în zona de conducție se va micșora. Dar sub acțiunea căldurii poate avea loc și procesul invers : aruncarea electronului înapoi în zona de conducție, pe seama agitației termice. În acest caz electronul nu a avut cînd să se recombine deoarece înainte de a veni un gol din zona de valență (tranziția 6), el a plecat înapoi în zona de valență.

În cadrul teoriei lui Shockley și Read se fac următoarele presupuneri :

1. Procesul de captură a electronului se poate caracteriza printr-o probabilitate de captură a electronului, în unitatea de volum și unitatea de timp. Această probabilitate, care depinde de energia E a electronului, se notează prin $c_n(E)$ (tranziția 5).

Scanned with CamScanner

2. În mod analog, procesul de emisie a electronului, (de către capcană), înapoi în zona de conducție (tranziția 3), este caracterizată de probabilitatea $e_n(E)$.

Pentru goluri, situația este similară : procesul de captură a golului (tranziția 6 — în figură se referă tot la electron) se caracterizează prin probabilitatea $c_p(E)$, iar procesul de emisie a golului (trecerea electronului din zona de valență, înapoi în capcană — tranziția 2), se caracterizează prin coeficientul $e_p(E)$.

3. Ultima presupunere care se face în cadrul teoriei lui Shockley și Read, este aceea că probabilitatea de captură a electronilor, trebuie să fie proporțională cu numărul electronilor din zona de conducție și cu numărul capcanelor libere.

Cunoscînd concentrația electronilor de neechilibru (de exemplu, a electronilor), se poate găsi timpul de viață al purtătorilor, dacă se știe viteza de captare a electronilor de către capcane. Viteza de captură dU^{cap}, arată viteza de scădere în timp a concentrației de neechilibru, adică :

$$\mathrm{d}U^{cap} = \frac{\delta n}{\tau_n}. \qquad 5.3.41$$

De aici :

$$\tau_n = \frac{\delta n}{dU^{cap}}. \qquad 5.3.42$$

Pentru a afla timpul de viață este necesar să se știe viteza absolută de recombinare. Pentru aceasta este nevoie să se ia în considerare și procesul de emisie a electronilor înapoi din capcane, cu o viteză de emisie dU^{em}. Evident că U — viteza absolută de recombinare va fi dată de :

$$U = \int (\mathrm{d}U^{cap} - \mathrm{d}U^{em}). \qquad 5.3.43$$

Dar :

$$\mathrm{d}U^{cap} = \frac{[\text{Nr. capcanelor care acaparează electronii}]}{M_n^{cap}} \times \times \frac{[\text{Nr. capcanelor care acaparează golurile}]}{M_p^{cap}}$$

sau prescurtat :

$$\mathrm{d}U^{cap} = M_n^{cap} \cdot M_p^{cap}, \qquad 5.3.44$$

Pe de altă parte :

$$M_n^{cap} = [N(E) \cdot \mathrm{d}E \cdot f(E)]\, c_n(E), \qquad 5.3.45$$

adică numărul capcanelor care au acaparat electronii este dat de produsul între numărul electronilor care se găsesc în zona de conducție, ale

Scanned with CamScanner

căror energii sînt cuprinse în intervalul dE (v. partea I) și probabilitatea $c_n(E)$ de captură a electronului de către capcană.

Numărul M_p^{cap} al capcanelor care acaparează goluri va fi dat de produsul :

$$M_p^{cap} = N_m f_{pM} \qquad 5.3.46$$

unde :

N_M — reprezintă concentrația totală a capcanelor ;

f_{pM} — funcția de distribuție pentru capcanele neocupate (de electroni), adică indică probabilitatea ca o capcană să fie ocupată de un gol.

Atunci relația 5.3.44 devine :

$$dU^{cap} = [N(E) \cdot dE \cdot f(E)] \cdot c_n(E) \cdot N_M \cdot f_{pM}. \qquad 5.3.47$$

La fel pentru viteza de emisie :

$$dU^{em} = \frac{[\text{Nr. capcanelor care emit electroni}]}{M_n^{em}} \times \frac{[\text{Nr. capcanelor care emit goluri}]}{M_p^{em}}$$

sau prescurtat :

$$dU^{em} = M_n^{em} \times M_p^{em}. \qquad 5.3.48$$

Dar numărul de capcane care emit electroni — înapoi în zona de conducție va fi :

$$M_n^{em} = N(E) \cdot dE \cdot f_M e_n(E) \qquad 5.3.49$$

unde :

$N(E).dE$ — reprezintă numărul stărilor cuantice ale electronilor în zona de conducție :

f_M — funcția de distribuție a electronilor în capcane ;

$N(E) \cdot dE \cdot f_M$ — numărul electronilor care se află în capcane (nu toate capcanele sînt ocupate) ;

$e_n(E)$ — probabilitatea de emisie a electronilor din capcane în zona de conducție.

Numărul capcanelor care emit goluri înapoi în zona de valență va fi :

$$M_p^{em} = N_M \cdot f_p(E). \qquad 5.3.50$$

În realitate, pe nivelele capcanelor se află un număr total de capcane $N_M f_{pM}$ ocupate cu goluri. Dar numărul de goluri care interesează, adică cele care vor fi „emise", trec în zona de valență distribuindu-se acolo după funcția de distribuție f_p a golurilor în zona de valență.

Scanned with CamScanner

Ținînd seama de 5.3.49 și 5.3.50, relația 5.3.48 se scrie :

$$dU^{em} = N(E) \cdot f_p(E) \cdot e_n(E) \cdot N_M \cdot f_M \cdot dE . \qquad 5.3.51$$

Viteza de captură totală, adevărată, va fi :

$$dU = dU^{cap} - dU^{em} = N(E) \cdot f(E) \cdot c_n(E)\, N_M f_{pM} dE - \\ - N(E) \cdot f_p(E)\, e_n(E) \cdot N_M f_M \cdot dE.$$

$$dU = \left[1 - \frac{e_n(E) \cdot f_p(E) \cdot f_M}{c_n(E) \cdot f(E) \cdot f_{pM}}\right] N_M N(E) \cdot c_n(E) \cdot f(E) \cdot f_{pM} \cdot dE. \qquad 5.3.52$$

La echilibru termodinamic vor fi satisfăcute următoarele condiții :

1. $dU^{cap} = dU^{em}$
2. Nivelele Fermi vor fi egale : $F_M = F_n = F$.
3. Ca rezultat al primei condiții va rezulta $dU = 0$.

Relația 5.3.52 se poate pune sub forma :

$$dU = [f(E) \cdot f_{pM} - \frac{e_n(E)}{c_n(E)} f_p(E)\, f_M] N(E) \cdot N_M\, c_n(E) \cdot dE. \qquad 5.3.53$$

Condiția dU conduce la anularea parantezei din expresia 5.3.53 :

$$f(E) \cdot f_{pM} - \frac{e_n(E)}{c_n(E)} f_p(E) \cdot f_M = 0. \qquad 5.3.54$$

Ținînd seama că :

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - F_n}{kT}}} ; \quad f_M = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_M - F_n}{kT}}} \qquad 5.3.55$$

$$f_p = 1 - f(E) = f(E) \cdot e^{\frac{E - F_n}{kT}} ; \quad f_{pM} = 1 - f_M = f_M \cdot e^{\frac{E_M - F_n}{kT}},$$

relația 5.3.54 devine :

$$f(E) \cdot e^{\frac{E_M - F_n}{kT}} \cdot f_M - \frac{e_n(E)}{c_n(E)} f(E) \cdot e^{\frac{E - F_n}{kT}} \cdot f_M = 0.$$

De aici se scoate raportul probabilităților c_n (E) și e_n (E) ;

$$\frac{e_n(E)}{c_n(E)} = e^{\frac{E_M - F_M - E + F_n}{kT}} = e^{\frac{E_M - E}{kT}} \qquad 5.3.56$$

deoarece $F_M = F_n$, conform condiției 2.

Scanned with CamScanner

Înlocuind în ecuația 5.3.52 raportul $\frac{e_n(E)}{c_n(E)}$ cu expresia sa din 5.3.56 se obține expresia vitezei de recombinare (captură) pentru cazul de neechilibru.

$$dU = \left[1 - e^{\frac{E_M - E}{kT}} \cdot \frac{f_p(E) \cdot f_M}{f(E) \cdot f_{pM}}\right] N_M \, N(E) \cdot c_n(E) \, f(E) \cdot f_{pM} \cdot dE. \quad 5.2.57$$

Ținînd seama de relațiile 5.3.55, expresia $e^{\frac{E_M - F}{kT}} \frac{f_p(E) \cdot f_M}{f(E) \cdot f_{pM}}$ se poate transforma astfel :

$$e^{\frac{E_M - E}{kT}} \cdot \frac{f(E)\, e^{\frac{E - F_M}{kF}} \cdot f_M}{f(E) \cdot f_M \cdot e^{\frac{E_M - F_M}{kT}}} =$$

$$= e^{\frac{E_M - E + E - F_n - E_M + F_M}{kT}} = e^{\frac{F_M - F_n}{kT}}. \quad 5.3.58$$

Se observă că în cazul echilibrului, cînd $F_M = F_n$, exponențiala devine egală cu unitatea, și ca atare rezultă $dU = 0$.

Prin integrarea în raport cu energia, se obține viteza absolută de captură pentru electroni :

$$U^n_{captură} = \int_{E_c}^{\infty} dU = \left[1 - e^{\frac{F_M - F_n}{kT}}\right] f_{pM} N_M \int_{E_c}^{\infty} N(E) \cdot c_n(E) \cdot f(E) \cdot dE. \quad 5.3.59$$

În fața integralei au fost scoase mărimile care nu depind de energie pentru zona de calcul (zona de conducție, în cazul electronilor).

În mod similar cu relația 5.3.59 se poate găsi o relație pentru goluri.

5.3.2.2. **Aplicație pentru cazul semiconductorilor nedegenerați.** Pentru semiconductorii nedegenerați

$$f(E) = f_n = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - F_n}{kT}}} \approx e^{-\frac{E - F_n}{kT}}$$

adică se aplică statistica Maxwell-Boltzman.

Atunci integrala I din relația 5.3.59 devine :

$$I = \int_{E_c}^{\infty} e^{-\frac{E - F_n}{kT}} c_n(E) \cdot N(E) \cdot dE. \quad 5.3.60$$

Scanned with CamScanner

Adunînd și scăzînd pe E_c în expresia exponențialei integrala devine :

$$I = N_c \int_{E_c}^{\infty} e^{-\frac{E-E_c}{kT}} \cdot e^{-\frac{F_n-E_c}{kT}} c_n(E) \cdot \frac{N(E)}{N_c} \cdot dE. \qquad 5.3.61$$

Se notează prin

$$< c_n > = \int_{E_c}^{\infty} e^{\frac{E_c-E}{kT}} c_n(E) \cdot \frac{N(E)}{N_c} dE \qquad 5.3.62$$

valoarea medie a lui c_n pe stările cuantice din zona de conducție.

Atunci integrala 5.3.61 devine :

$$I = N_c \cdot e^{\frac{F_n-E_c}{kT}} < c_n > \qquad 5.3.63$$

Dar :

$$n = N_c e^{-\frac{E_c-F_n}{kT}} \qquad 5.3.64$$

În acest caz integrala I se poate scrie :

$$I = n < c_n >.$$

Atunci viteza de captură (recombinare) va putea fi exprimată prin formula :

$$U_{cap}^{n} = \left[1 - e^{\frac{F_M-F_n}{kT}}\right] f_{pM}\, n \cdot N_M < c_n > . \qquad 5.3.65$$

Se introduce notația :

$$N_M < c_n > = < C_n > \qquad 5.3.66$$

unde $< C_n >$ reprezintă probabilitatea ca în unitatea de timp (1 s) electronul din zona de conducție să fie capturat în capcane, cu condiția ca toate capcanele să fie libere (prin urmare probabilitatea de captare a electronului este foarte mare, aproape egală cu unitatea). Întrebuințînd notația simplă C_n (în loc de $< C_n >$) relația 5.3.65 devine :

$$U_{cap}^{n} = C_n \cdot f_{pM} \cdot n - C_n f_{pM} \cdot n \cdot e^{\frac{F_M-F_n}{kT}} \qquad 5.3.67$$

Ținînd seama de relațiile 5.3.55 și 5.3.64 se pot face următoarele transformări :

$$f_{pM}\, n \cdot e^{\frac{F_M-F_n}{kT}} = f_M \cdot N_c \cdot e^{\frac{E_M-F_M-E_c+F_n+F_M-F_n}{kT}} \qquad 5.3.68$$

Scanned with CamScanner

sau :

$$f_{pM} \cdot n \cdot e^{\frac{F_M - F_n}{kT}} = f_M \cdot n_1 \qquad 5.3.69$$

unde :

$$n_1 = N_c \cdot e^{\frac{E_M - E_c}{kT}} \qquad 5.3.70$$

reprezintă concentrația electronilor în zona de conducție cînd nivelul Fermi F_n se confundă cu nivelul E_M al capcanelor (prin analogie cu 5.3.64, în relația 5.3.70 ar trebui F_n la exponențială în cazul cînd ar fi vorba de n).

În concluzie rezultă următoarea expresie pentru viteza de captură (recombinare) a electronilor :

$$U^n_{cap} = C_n f_{pM} \cdot n - C_n f_M \cdot n_1. \qquad 5.3.71$$

În mod analog se găsește pentru goluri, viteza :

$$U^p_{cap} = C_p \cdot p \cdot f_M - C_p \cdot p_1 \cdot f_{pM} \qquad 5.3.72$$

unde C_p reprezintă probabilitatea ca în *unitatea de timp* să fie captat un gol în condiția ca toate capcanele să fie complet ocupate de electroni — deci posibilitatea foarte mare de recombinare (captură).

5.3.2.3. **Evaluarea vitezei de recombinare. Cazul staționar și al concentrațiilor mici a purtătorilor de neechilibru.** Se presupune că perechea electron-gol se formează cu o viteză constantă U, pe seama luminii sau a altui factor excitator (injecție de purtători de neechilibru). În condiții de echilibru viteza absolută de captură a electronilor trebuie să fie egală cu viteza absolută de captură a golurilor :

$$U^n_{cap} = U^p_{cap}. \qquad 5.3.73$$

Ținînd seama de relațiile 5.3.71 și 5.3.72, egalitatea 5.3.73 se scrie :

$$C_n f_{pM} \cdot n - C_n \cdot n_1 \cdot f_M = C_p \cdot p \cdot f_M - C_p \cdot p_1 \cdot f_{pM}. \qquad 5.3.74$$

Ținînd seama că $f_{pM} = 1 - f_M$, relația 5.3.74 devine :

$$C_n (1 - f_M) \cdot n - C_n n_1 f_M = C_p \cdot p \cdot f_M - C_p \cdot p_1 (1 - f_M)$$

De aici se scoate f_M:

$$f_M = \frac{C_n \cdot n + C_p \cdot p_1}{C_n (n + n_1) + C_p (p + p_1)}. \qquad 5.3.75$$

Pentru $f_{Mp} = 1 - f_M$ se găsește expresia :

$$f_{pM} = \frac{C_n n_1 + C_p \cdot p}{C_n (n + n_1) + C_p (p + p_1)}. \qquad 5.3.76$$

Scanned with CamScanner

Se observă evident că este satisfăcută relația :

$$f_M + f_{pM} = 1. \qquad 5.3.77$$

Înlocuind în formulele 5.3.71 și 5.3.72 rezultă :

$$U^n_{cap} = C_n \cdot n\left[\frac{C_n n_1 + C_p p}{C_n(n+n_1)+C_p(p+p_1)}\right] - C_n n_1\left[\frac{C_n n + C_p p_1}{C_n (n+n_1) + C_p (p+p_1)}\right] \qquad 5.3.78$$

sau desfăcînd parantezele, rezultă :

$$U^n_{cap} = \frac{C_n \cdot C_p (p_n - p_1 \cdot n_1)}{C_n (n+n_1) + C_p (p+p_1)}. \qquad 5.3.79$$

Se observă că :

$$n_1 \cdot p_1 = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\frac{E_c - E_M}{kT}} \cdot e^{-\frac{E_M - E_v}{kT}}$$

$$n_1 \cdot p_1 = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\frac{E_v - E_c}{kT}} = N_v \cdot N_c \cdot e^{-\frac{\Delta E_g}{kT}} = n_i^2 . \qquad 5.3.80$$

Din aceste relații se vede că produsul $n_1 \cdot p_1$ nu depinde de nivelul energetic E_M al capcanelor, ci este egal cu n_i^2 (n_i reprezintă concentrația purtătorilor în semiconductorul intrinsec, atunci cînd $n=p$).

O formulă asemănătoare cu 5.3.79 se poate găsi și pentru goluri.

Ținînd seama că $n=n_0+\delta n$ și $p=p_0+\delta p$ se poate scrie :

$$n \cdot p \cdot - n_1 \cdot p_1 (n_0 + \delta n)(p_0 + \delta p) - n_1 \cdot p_1$$

$$n \cdot p - n_1 \cdot p_1 = n_0 p_0 + n_0 \delta p + p_0 \delta n + \delta n \cdot \delta p - n_1 \cdot p_1 .$$

Dar conform relației 5.3.80, $n_0 p_0 = n_1 p_1$ și ca atare rezultă :

$$n \cdot p - n_1 p_1 = n_0 \delta p + p_0 \delta n + \delta n \cdot \delta p. \qquad 5.3.81$$

Pentru aflarea timpului de viață, se înlocuiește expresia uneia din viteze (U^n_{cap} sau U^p_{cap}) în egalitatea :

$$\tau = \frac{\delta n}{U^n_{cap}}$$

Rezultă :

$$\tau = \frac{\delta n}{U^n} = \delta n \cdot \frac{C_n (n+n_1) + C_p (p+p_1)}{C_n C_p (n \cdot p - n_1 \cdot p_1)}$$

sau, ținînd seamă de 5.3.81 :

$$\tau = \delta n \cdot \frac{C_n (n_0 + \delta n + n_1) + C_p (p_0 + \delta p + p_1)}{C_n C_p (n_0 \delta p + p_0 \delta n + \delta n \delta p)}. \qquad 5.3.82$$

Scanned with CamScanner

Avînd în vedere că la echilibru $\delta n = \delta p$, relația 5.3.82 devine :

$$\tau = \delta n \cdot \frac{C_n (n_0 + n_1 + \delta n) + C_p (p_0 + p_1 + \delta p)}{C_n C_p (n_0 + p_0 + \delta n) \delta n}$$

$$\tau = \frac{n_0 + n_1 + \delta n}{C_p (n_0 + p_0 + \delta_n)} + \frac{p_0 + p_1 + \delta p}{C_n (n_0 + p_0 + \delta n)}$$

sau :

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1 + \delta n}{n_0 + p_0 + \delta n} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1 + \delta p}{n_0 + p_0 + \delta n} \qquad 5.3.83$$

unde :

$$\tau_{p0} = \frac{1}{C_p} \text{ și } \tau_{n0} = \frac{1}{C_n}.$$

Mărimea τ_{p0} reprezintă timpul de viață pentru golurile injectate în probe puternic de tip n. În aceste condiții capcanele sînt complet ocupate de electroni și viteza de captură și anihilare este determinată prin mărimea C_p. Mărimea τ_{n0} reprezintă în mod similar timpul de viață al electronilor în probele puternic de tip p.

Pentru calcularea timpului de viață se deosebesc două cazuri :

a) Nivel mic de injecție — adică δn, δp mici,

b) Nivel mare de injecție — adică δn, δp mari.

În cazul nivelului mic de injecție înseamnă că $\delta n \ll n_0$ și $\delta p \ll p_0$. Ca atare relația 5.3.83 devine :

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0}. \qquad 5.3.84$$

Se observă că τ depinde de n_0, p_0 (deci și de nivelul Fermi) precum și de energia capcanelor (prin intermediul concentrațiilor n_1 și p_1).

Care va fi dependența timpului de viață în funcție de energie, deci și de poziția nivelului Fermi ?

Se va folosi în acest scop următorul model de reprezentare, pentru cazul unei joncțiuni p—n.

Se împarte joncțiunea p—n în patru regiuni, care pe o scară liniară a energiilor poate fi schematic reprezentată ca în figura 78, b.

Dacă prin E_i se notează mijlocul zonei interzise, atunci punctul corespunzător nivelului simetric E_M' față de E_M (fig. 78, c) se va nota prin $2E_i - E_M$ (fig. 78, b). Nivelul simetric E_M' se ia în mod auxiliar, pentru împărțirea schemei energetice din figura 78, b.

a) Nivelul Fermi se află în regiunea 1, adică :

$$E_v < F < (2E_i - E_M). \qquad 5.3.85$$

În acest caz — semiconductorul fiind de tip p, poziția nivelului Fermi indică faptul că este vorba de un semiconductor puternic dopat adică :

$$p_0 \gg n_0 \qquad 5.3.86$$

Scanned with CamScanner

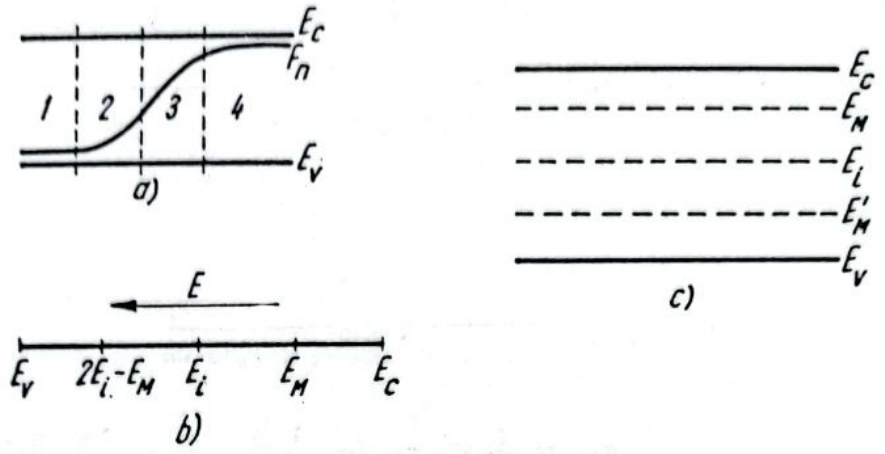


Fig. 78. — Dependența nivelului Fermi în regiunea joncțiunii p—n.

și cu atît mai mult :

$$p_0 >> p_1;\ p_0 >> n_1. \qquad 5.3.86,\ a$$

În acest caz 5.3.84 devine :

$$\tau \simeq \tau_{p_0} 0 + \tau_{n_0} \frac{p_0}{p_0} \approx \tau_{n0}\ .$$

Deci în prima regiune (semiconductor puternic dopat), τ este constant (fig. 79, regiunea 1) și are valoarea :

$$\tau = \tau_{n0} = \frac{1}{C_n} = \frac{1}{N_M < c_n >}\ . \qquad 5.3.87$$

Semiconductorul fiind puternic de tip p, concentrația purtătorilor majoritari va depăși mult concentrația purtătorilor minoritari (v. 5.3.86). Timpul de viață al purtătorilor în acest domeniu (puternic de tip p) va depinde de viteza de recombinare a acestora (a golurilor) cu electronii. Concentrația electronilor fiind redusă, timpul de viață al purtătorilor majoritari va depinde de timpul de viață al electronilor (care la rîndul său depinde de secțiunea eficace Θ_n și de concentrația N_M a capcanelor). În acest caz capcanele sînt goale și electronul capturat de capcană se va recombina imediat cu golurile care sînt în număr mare. Emisia electronului înapoi din capcană (sub influența agitației termice) nu joacă un rol esențial.

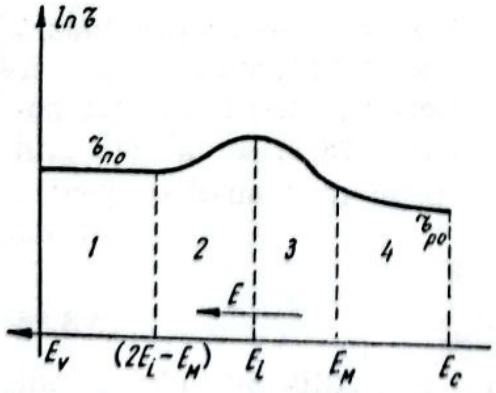


Fig. 79. — Dependența timpului de viață τ în funcție de poziția nivelului Fermi F_n.

b) În regiunea 2, nivelul Fermi se află situat între „nivelul“ $(2E_i—E_M)$ i mijlocul zonei interzise, adică :

$$(2E_i - E_M) < F_0 < E_i\ . \qquad 5.3.88$$

Scanned with CamScanner

Este vorba, în acest caz, despre un semiconductor de tip p slab dopat. Cu toate acestea, purtătorii majoritari rămîn în continuare golurile (tip p !), ca atare :

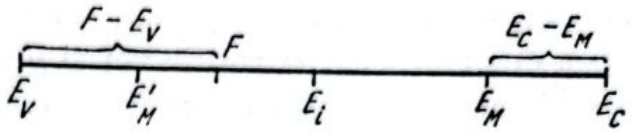


Fig. 80. — Reprezentarea schematică a intervalelor energetice $(F - E_v)$ și $(E_c - E_m)$.

$$p_0 > n_0;\ p_0 >> p_1;\ p_0 << n_1 \qquad 5.3.89$$

Într-adevăr, ținînd seama de expresiile :

$$p_0 = N_v \cdot e^{-\frac{F_p - E_v}{kT}}$$

$$p_1 = N_c \cdot e^{-\frac{E_M - E_v}{kT}} \qquad 5.3.89,a$$

$$n_1 = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_M}{kT}}$$

și studiind raportul mărimilor $(F_p - E_v)$ (pentru p_0) și $E_c - E_M$ (pentru n_1) este sigur că în această regiune (fig. 80) :

$$(F_p - E_v) > (E_c - E_M) \qquad 5.3.90$$

și ca atare rezultă $p_0 < n_1$. Această inegalitate implică evident și inegalitatea $n_0 << n_1$.

Ținînd cont de aceste aproximații τ devine :

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_0}{n_0 + p_0} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0} \simeq \tau_{n0} + \tau_{p0} \frac{n_1}{p_0} \qquad 5.3.91$$

Înlocuind expresiile lui n_1 și p_0, rezultă :

$$\tau = \tau_{n0} + \tau_{p0}\, e^{\frac{-E_c + E_M + F_p - E_v}{kT}} = \tau_{n0} + \tau_{p0}\, e^{\frac{E - 2E_i + F_p}{kT}}. \qquad 5.3.92$$

S-a presupus $\frac{N_c}{N_v} \approx 1$, adică masele efective ale electronilor și golurilor s-au presupus a fi aproximativ egale.

Relația 5.3.92 se mai poate scrie :

$$\tau = \tau_{n0} + \tau_{p0}\, e^{\frac{E_M - E_i}{kT}} \cdot e^{-\frac{E_i - F_p}{kT}}. \qquad 5.3.93$$

Analiza acestei relații arată că timpul de viață τ atinge valoarea maximă, atunci cînd F_p ajunge la mijlocul zonei interzise, adică pentru $F_p = E_i$ (fig. 79).

Ce se întîmplă cînd F_p se deplasează spre E_v ? Spre limita inferioară $(2E_i - E_M)$ a domeniului 2, termenul exponențial tinde spre zero, deci τ începe să fie determinat în mod asimptotic de τ_{n0} tinzînd către această

Scanned with CamScanner

valoare pe care o are τ în domeniul 1. La punctul de trecere dintre cele două domenii, concentrațiile vor fi egale între ele.

c) Pentru domeniul al treilea, nivelul Fermi este situat între E_i și E_n, adică :

$$E_i < F < E_M . \qquad 5.3.94$$

Din analiza expresiilor concentrațiilor (5.3.89, a) rezultă :

$$n_0 > p_0; \quad n_0 > p_1 \text{ și } n_0 < n_1 \qquad 5.3.95$$

adică domeniul este de tip n, slab legat.

În acest caz timpul de viață este dat de relația :

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_1}{n_0} \qquad 5.3.96$$

sau înlocuind pe n_1 și n_0 :

$$\tau = \tau_{p0} e^{\frac{E_M - F_n}{kT}} \qquad 5.3.96,a$$

τ depinde exponențial de nivelul Fermi, deci $\ln\tau$ va depinde liniar (fig. 79, regiunea 3). Din condițiile de continuitate, rezultă că racordarea la granițele cu domeniile 2 și 4 trebuie să se facă lin, gradat.

d) Nivelul Fermi este cuprins între E_M și E_c, adică

$$E_M < F_n < E_c \qquad 5.3.97$$

semiconductorul este puternic de tip n.

Ținînd seama de expresiile concentrațiilor, pentru această poziție a nivelului Fermi rezultă :

$$n_0 >> p_0; \quad n_0 >> n_1; \quad n_0 >> p_1. \qquad 5.3.98$$

În aceste condiții, timpul de viață va fi dat de relația :

$$\tau = \tau_{p0} = \frac{1}{C_p} = \frac{1}{N_M <c_p>} \qquad 5.3.99$$

adică va fi reprezentat printr-o dreaptă (fig. 79). În acest domeniu, timpul de viață al purtătorilor depinde de timpul de viață al purtătorilor minoritari (la fel ca în regiunea 1, dar la altă scară). τ va fi determinat numai de proprietățile și numărul capcanelor, presupuse a fi în întregime ocupate de electroni, deci τ va fi egal cu τ_{p0}.

Pentru trecerile de la o regiune la alta (în punctele de racordare pe o lărgime de ordinul a 3—4 kT), trebuie să se ia pentru τ expresia generală 5.3.84.

5.3.2.4. Cazul concentrațiilor mari a purtătorilor de neechilibru (nivel de injecție mare). În figura 81, *a* se arată modul în care depinde timpul

Scanned with CamScanner

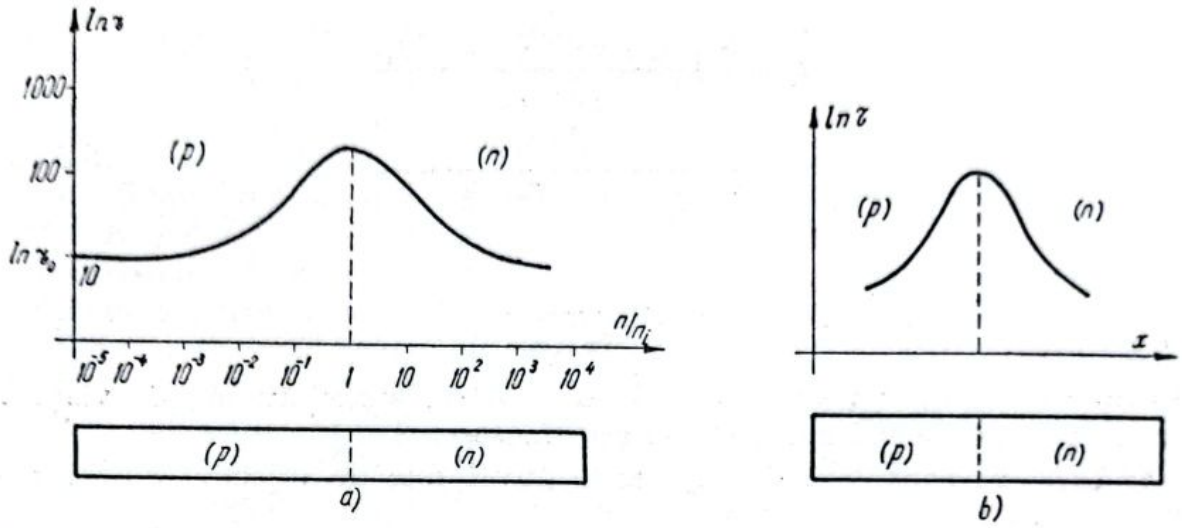


Fig. 81. — Dependența timpului de viață τ în funcție de concentrația purtătorilor de sarcini.

de viață τ de concentrația purtătorilor de sarcini; n_i reprezintă concentrația purtătorilor în semiconductorul intrinsec. La mijlocul joncțiunii, unde semiconductorul apare ca fiind intrinsec, raportul $\frac{n}{n_i}$ devine egal cu unitatea. În acest caz τ are valoarea maximă (pentru $x=0$) și recombinarea joacă un rol neesențial (fig. 81, *b*).

Într-adevăr, în relația 5.3.84, considerînd $\tau_{p0} = \tau_{n0}$ și $n_0 \simeq p_0 \simeq n_i$, rezultă :

$$\tau_{max} \simeq \tau_{p0}\left(\frac{n_0 + n_1 + p_0 + p_1}{n_0 + p_0}\right) \simeq \tau_{p0}\left(1 + \frac{n_1 + p_1}{2n_i}\right). \qquad 5.3.100$$

Care va fi expresia timpului de viață în cazul concentrațiilor mari ale purtătorilor de neechilibru ? În acest caz δn și δp sînt mari, ca atare :

$$n >> n_0 \; ; \; p >> p_0 .$$

În expresia 5.3.83 (a lui τ) nu se mai pot neglija mărimile δn și δp. Împărțind relația 5.3.83 prin n_0+p_0 aceasta devine :

$$\tau = \tau_{p0}\frac{n_0 + n_1 + \delta n}{n_0 + p_0 + \delta n} + \tau_{n0}\frac{p_0 + p_1 + \delta p}{n_0 + p_0 + \delta n} =$$

$$\tau = \frac{\dfrac{\tau_{p0}(n_0 + n_1) + \tau_{n0}(p_0 + p_1)}{n_0 + p_0} + \dfrac{\delta n\,(\tau_{p0} + \tau_{n0})}{n_0 + p_0}}{1 + \dfrac{\delta n}{n_0 + p_0}}$$

$$\tau = \tau_0 \frac{1 + a \cdot \delta n}{1 + b \cdot \delta n} \qquad 5.3.101$$

Scanned with CamScanner

unde :

$$\tau_0 = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1) + \tau_{n0}(p_0 + p_1)}{n_0 + p_0}$$

$$a = \frac{\tau_{p0} + \tau_{n0}}{\tau_{p0}(n + n_1) + \tau_{n0}(p_0 + p_1)} \qquad 5.3.102$$

și

$$b = \frac{1}{n_0 + p_0}.$$

Se observă că în valoare absolută, dacă $a > b$, atunci timpul de viață τ crește monoton. Dacă $a < b$, atunci τ se micșorează.

a) Dacă se consideră $\delta n = \delta p$, mici (nivel mic de injecție) atunci rezultă $\tau = \tau_0$.

b) Cînd δn, $\delta p \to 0$ atunci :

$$\tau = \tau_0 \frac{a}{b}. \qquad 5.3.103$$

Într-adevăr, scoțînd în factor pe δn relația 5.3.101 devine :

$$\tau = \tau_0 \frac{\delta n}{\delta n} \frac{\left(\frac{1}{\delta n} + a\right)}{\left(\frac{1}{\delta n} + b\right)} = \tau_0 \frac{a + \frac{1}{\delta n}}{b + \frac{1}{\delta n}}$$

Cînd $\delta n \to \infty$, τ va tinde către valoarea $\tau_0 \frac{a}{b}$.

Înlocuind pe a și b, relația 5.3.103 devine :

$$\tau = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1) + \tau_{n0}(p_0 + p_1)}{n_0 + p_0} \cdot \frac{\tau_{p0} + \tau_{n0}}{\tau_{p0}(n_0 + n_1) + \tau_{n0}(p_0 + p_1)} \cdot (n_0 + p_0)$$

sau :

$$\tau = \tau_{p0} + \tau_{n0} = \tau_\infty. \qquad 5.3.104$$

Se vede deci, că în acest caz (δn mare), τ se schimbă între limitele τ_0 și τ_∞, în funcție de nivelul de injecție (mic sau mare).

Formula :

$$\tau = \tau_0 \frac{1 + a \cdot \delta n}{1 + o \cdot \delta n}$$

arată dependența în general a timpului de viață în funcție de valorile concentrațiilor purtătorilor de neechilibru (pentru orice valoare a nivelului de injecție).

Scanned with CamScanner

5.4. Redresarea cu ajutorul joncțiunii p–n. Teoria diodei și teoria difuziei

Prin iluminarea unui semiconductor apar purtători de neechilibru. Perechile gol-electron se vor forma într-un strat subțire la suprafața semiconductorului, strat în care lumina este absorbită integral. Astfel, la suprafața semiconductorului concentrația electronilor va fi mai mare decît în volum, deci apare o distribuție neuniformă a purtătorilor. Dacă electronii de neechilibru au plecat de pe nivelele de impurități, atunci, întrucît a apărut un gradient de concentrație, acești electroni au posibilitatea să difuzeze înspre interiorul semiconductorului, unde concentrația purtătorilor este mai mică. În realitate însă intervine și procesul de recombinare, astfel încît electronii se vor recombina cu golurile (ionii pozitivi imobili de pe nivelele cu impurități). Întrucît centrele de impurități sînt fixe, în regim staționar, procesele de generare și de recombinare au loc în același loc unde acționează lumina.

Dacă prin iluminare sînt excitați electronii din zona de valență, atunci atît golurile cît și electronii sînt mobili, iar generarea și recombinarea purtătorilor pot avea loc în regiuni diferite ale semiconductorului. Atît golurile cît și electronii se deplasează spre interiorul semiconductorului, în același timp avînd loc și procesul de recombinare. Deci, concentrația purtătorilor într-un domeniu oarecare poate să crească nu numai datorită procesului de generare, ci și datorită sosirii purtătorilor din alte regiuni vecine. La fel, concentrația purtătorilor într-o regiune dată, poate să scadă nu numai datorită recombinării, ci și datorită plecării purtătorilor în alte regiuni vecine, ca urmare a difuziei sau acțiunii unui cîmp electric etc.

Aceleași considerații sînt valabile și în cazul cînd semiconductorul este iluminat numai într-o regiune (fig. 82), cînd, de asemenea, se consideră trecerea directă a electronilor din zona de valență în zona de conducție.

Pentru simplificare se va considera la început cazul unidimensional: concentrația purtătorilor variază numai după axa ox, iar cîmpul electric (de drift) are doar componenta E_x.

Dacă se consideră secțiuni egale cu unitatea, atunci volumul unei părți din semiconductor de grosime dx, va fi egal cu dx. Dacă $n(x, t)$

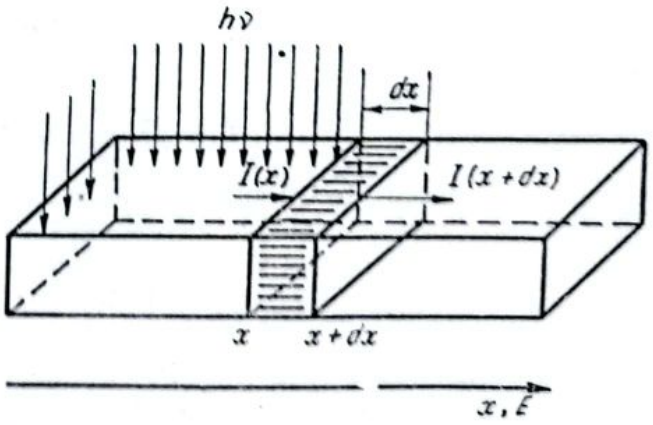


Fig. 82. — Apariția purtătorilor de neechilibru într-un semiconductor iluminat la un capăt.

Scanned with CamScanner

este concentrația electronilor, atunci numărul electronilor din volumul dx va fi $n(x, t)\cdot dx$. Dacă $\frac{\partial n\,(x,t)}{\partial t}$ reprezintă variația concentrației purtătorilor din unitatea de volum în unitatea de timp, atunci variația în unitatea de volum a concentrației purtătorilor din volumul dx va fi :

$$\frac{\partial n\,(x, t)}{t}\cdot dx.$$

Variația concentrației în timpul dt va fi :

$$\frac{\partial n\,(nt)}{\partial t}\cdot dx\cdot dt.$$

Care vor fi procesele care provoacă variația concentrației purtătorilor ?

1. În primul rînd, dacă într-o secundă, în unitatea de volum sînt generate g perechi gol-electron, atunci în volumul dx, în timpul dt, iau naștere $g\cdot dx\cdot dt$ perechi.

2. Variația numărului purtătorilor pe seama generării termice și recombinării este dată de ecuația 5.3.38, adică de termenul $-\frac{n-n_0}{\tau}$.

3. Din figura 82 se vede că prin granița stratului de grosime dx în timpul dt în strat intră un flux $I_n\,(x, t)\cdot dt$ de electroni. În același timp prin granița din punctul $x+dx$ ies din volumul dx un număr $I_n\,(x+dx)\cdot dt$ de electroni, ca urmare a variației concentrației electronilor în volumul dx (datorită difuziei și acțiunii cîmpului de drift). Variația numărului electronilor ca urmare a diferenței acestor două fluxuri va fi :

$$[I_n\,(x) - I_n\,(x + dx)]\,dt = -\frac{\partial I_n}{\partial x}\cdot dx\cdot dt. \qquad 5.4.1$$

Întreaga variație a numărului electronilor va fi deci :

$$\left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)dt\cdot dx = \left(-\frac{\partial I_n}{\partial x} + g - \frac{n-n_0}{\tau}\right)\cdot dt\cdot dx.$$

sau :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial I_n}{\partial x} + g - \frac{n-n_0}{\tau} \qquad 5.4.2$$

unde :

$$I = Dn\frac{dn}{dx} + n\cdot\mu_n E \qquad 5.4.3$$

reprezintă fluxul de electroni care trec prin unitatea de suprafață în unitatea de timp.

Ecuația 5.4.2 reprezintă ecuația continuității. Ea exprimă faptul că în nici o regiune din semiconductor nu se pot acumula sarcini (pozitive sau negative).

În cazul general, cînd n depinde de cele trei coordonate, ecuația continuității se poate scrie sub forma :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e}div\cdot \mathbf{J}_n + g - \frac{n-n_0}{\tau} \qquad 5.4.4$$

Scanned with CamScanner

unde :

$$div\ \mathbf{J} = \frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z} \qquad 5.4.5$$

iar :

$$J_n = e\left(n\mu_n E + D_n \frac{dn}{dx}\right) \qquad 5.4.6$$

reprezintă curentul de electroni. Curentul total va avea, de asemenea, trei componente și se exprimă sub forma vectorială :

$$\mathbf{J}_n = e\,(\mu_n \cdot n \cdot \mathbf{E} + D_n \cdot \mathbf{grad\ n}). \qquad 5.4.7$$

La fel se poate găsi ecuația de continuitate pentru goluri :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e}\,div.\ \mathbf{J}_p + g - \frac{p - p_0}{\tau} \qquad 5.4.8$$

unde :

$$\mathbf{J}_p = e\,(p \cdot \mu_p\,\mathbf{E} - D_p\,\mathbf{grad\ p}). \qquad 5.4.9$$

În procesele staționare, cînd n și p nu variază în timp, rezultă $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$. Pentru cazul unidimensional acest fapt înseamnă că :

$$\frac{1}{e}\frac{dj_n}{dx} = g - \frac{n - n_1}{\tau} \qquad 5.4.10$$

$$\frac{1}{e}\frac{dj_p}{dx} = g - \frac{p - p_0}{\tau} \qquad 5.4.11$$

adică numărul de purtători (electroni sau goluri) care ies din unitatea de volum este egal cu numărul purtătorilor care au fost generați de lumină sau alți factori minus numărul purtătorilor care s-au recombinat în același volum.

Ecuația continuității se folosește numai în cazurile unde intervin purtătorii de neechilibru. Prin cuvinte această ecuație poate fi scrisă sub forma (pentru electronii de neechilibru dintr-un semiconductor de tip p) :

Variația (creșterea) concentrației electronilor în unitatea de timp	=	generarea electronilor	−	divergența fluxului de electroni	+	viteza de generare termică a electronilor	−	viteza de recombinare a electronilor
↓		↓		↓		↓		↓
$\frac{dn}{dt}$	=	$g(x, t)$	−	$\frac{1}{e}\,div.\ J_n$	+	$\gamma n_0 p_0$	−	$\gamma \cdot n \cdot p$
						↓		↓
						$-\frac{1}{\tau}(n_0 - p_0)$		

Scanned with CamScanner

5.4.1. Cvasinivele Fermi. Injecția purtătorilor de neechilibru

În paragrafele precedente s-a folosit noțiunea de cvasinivel Fermi pentru electroni și cvasinivel Fermi pentru goluri. Aceste cvasinivele caracterizează concentrațiile purtătorilor de neechilibru, după cum nivelul Fermi F_0 caracterizează concentrația purtătorilor în condiții de echilibru termic. În cazul joncțiunii p—n, la echilibru, nivelul Fermi F_0 este constant în ambele regiuni ale semiconductorului (fig. 83).

Concentrațiile purtătorilor în condiții de staționaritate sînt date de expresiile cunoscute :

$$n_0 = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F_0}{kT}} \qquad 5.4.12$$

$$p_0 = N_v \cdot e^{-\frac{F_0 - E_v}{kT}}. \qquad 5.4.13$$

Concentrațiile purtătorilor în condiții de neechilibru se deosebesc de concentrațiile de echilibru, de aceea, mărimea F din exponențială se va deosebi de cea de la echilibru și ca atare :

$$n = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F_n}{kT}} \qquad 5.4.14$$

$$p = N_v \cdot e^{-\frac{F_p - E_v}{kT}} \qquad 5.4.15$$

unde :

$$F_n, F_p \neq F_0.$$

Cu cît este mai diferită concentrația purtătorilor de neechilibru de concentrația de echilibru, cu atît este mai mare diferența între cvasinivelele Fermi și nivelul Fermi, caracteristic condiției de echilibru termic.

Din expresiile 5.4.12 și 5.4.14 se poate obține (prin logaritmare) :

$$F - F_n = kT \ln \frac{n_0}{n} \qquad 5.4.16$$

și la fel, din relațiile 5.4.13 și 5.4.15 :

$$F_p - F = kT \ln \frac{p}{p_0} \qquad 5.4.17$$

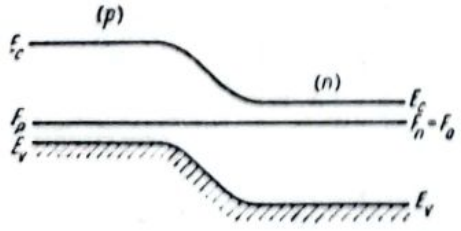


Fig. 83. — Nivelul Fermi într-o joncțiune p—n la echilibru.

Aceste formule permit aflarea pozițiilor cvasinivelelor Fermi, cunoscînd concentrațiile de neechilibru. Întrucît aceste concentrații variază de-a lungul semiconductorului, evident că și cvasinivelele Fermi vor varia cu distanța. În figura 84 se arată,

Scanned with CamScanner

de exemplu, variația cu distanța a nivelului Fermi pentru goluri.

Diferențele $F—F_n$ și $F_p—F$ sînt cu atît mai mari cu cît este mai mare abaterea concentrațiilor de la valorile de echilibru.

Care va fi distribuția concentrațiilor purtătorilor de neechilibru cînd asupra joncțiunii $p—n$ se aplică din exterior un cîmp electric ?

În figura 85 sînt reprezentate concentrațiile purtătorilor pentru o joncțiune $p—n$ la echilibru termic. S-a luat în considerare cazul general, cînd $n_n \neq n_p$ (concentrație diferită a centrelor de impurități). Întrucît există un gradient de concentrație, apar curenți de difuzie, care la rîndu-le produc o sarcină spațială și deci un cîmp E_c de contact. Echilibrul se stabilește atunci cînd curenții de cîmp sînt egali cu cei de difuzie.

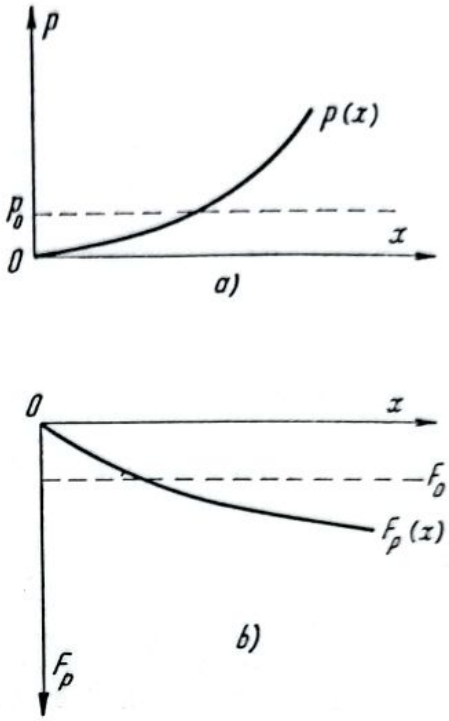


Fig. 84. — Variația concentrației purtătorilor de neechilibru cu distanța (fig. 84, *a*) și cvasinivelului Fermi (fig. 84, *b*).

Se aplică acum din exterior un cîmp E_{ext} (de exemplu, prin legarea unei baterii de curent continuu). Se deosebesc două cazuri : cazul cînd sensul cîmpului aplicat din exterior coincide cu sensul cîmpului de contact și cazul cînd sensurile celor două cîmpuri sînt contrarii.

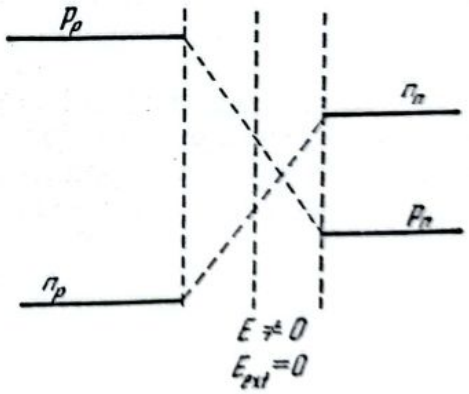


Fig. 85. — Distribuția concentrațiilor purtătorilor de sarcini pentru o joncțiune $p—n$ la echilibru termic. Cazul $n_n \neq n_p$

1. Cînd sensul cîmpului aplicat din exterior coincide cu sensul cîmpului E_c, înălțimea barierei de potențial se va micșora cu valoarea eV_{ext} (v. § 5.2). În acest caz electronii din domeniul n vor trece mai ușor în domeniul p mărind acolo concentrația purtătorilor minoritari (cu alte cuvinte componenta de difuzie în acest caz va fi mai mare decît componenta difuzionică a curentului, în absența cîmpului exterior). În domeniul p concentrația purtătorilor minoritari va crește, de exemplu, pînă în punctul *a* (fig. 86). La fel se întîmplă pentru goluri : concentrația lor va crește în domeniul n pînă în punctul *b* (fig. 86). În acest caz, în volumul semiconductorului apar *purtători minoritari de neechilibru*, iar procesul de introducere (cu ajutorul unui cîmp electric, sau prin acțiunea altui factor din exterior) a purtătorilor minoritari de neechilibru se numește **injecție.**

Scanned with CamScanner

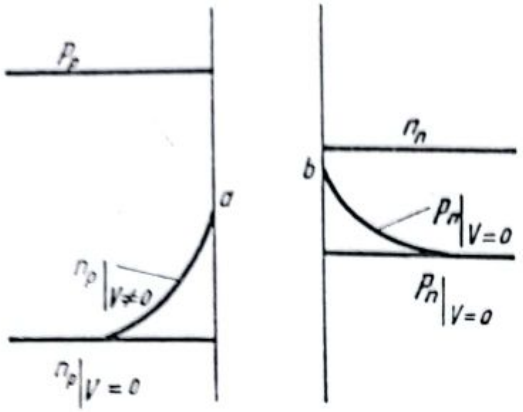


Fig. 86. — Injecția purtătorilor de neechilibru.

2. Purtătorii minoritari de neechilibru, injectați în cele două regiuni, de exemplu, golurile din domeniul p injectate în domeniul n și electronii din domeniul n în domeniul p, vor crea o oarecare sarcină spațială, deci și un cîmp electric suplimentar care acționează asupra purtătorilor majoritari din domeniul respectiv. Pentru simplitate, se va considera, de exemplu, injecția golurilor din domeniul p în domeniul n. Golurile ajunse în regiunea n reprezintă o oarecare sarcină spațială și ca atare vor produce un cîmp electric care atrage electronii din adîncimea semiconductorului spre a compensa sarcina spațială pozitivă a golurilor injectate. Dar concentrarea electronilor în jurul sarcinii spațiale pozitive a golurilor injectate, duce la micșorarea concentrației electronilor în regiunile imediat vecine (de unde au plecat), adică la distrugerea neutralității electrice a semiconductorului și ivirea unei sarcini spațiale în regiunea sărăcită în electroni. Pentru compensarea acestei noi sarcini spațiale, alți electroni vin din regiunile mai adînci, care la rîndu-le rămîn cu electroni mai puțini și așa mai departe. În acest fel sarcina spațială (insuficiența de electroni), se propagă din aproape în aproape pînă la marginea regiunii n, acolo unde este contactul ohmic, de unde intră noi electroni din bateria exterioară, compensînd lipsa de electroni ivită în urma injectării golurilor din domeniul p. La fel se întîmplă pentru electronii injectați în domeniul p. Neutralitatea electrică este mereu menținută numai pe seama introducerii unei cantități suplimentare de electroni prin contactul legat la baterie. Procesul de compensare a sarcinii spațiale a purtătorilor minoritari de neechilibru (goluri în regiunea „n") cu sarcina spațială a purtătorilor majoritari de neechilibru (electronii care s-au ivit în mod suplimentar în regiunea „n") se petrece extraordinar de repede ($\sim 10^{-11}$ s), astfel încît procesul se poate considera că are loc instantaneu.

3. Întrucît imediat în apropierea joncțiunii p—n concentrația purtătorilor este mai ridicată decît în restul semiconductorului, apare un gradient de concentrație, deci și un curent de difuzie al purtătorilor minoritari de neechilibru spre interiorul celor două regiuni ale semiconductorului; electronii, de exemplu, se vor mișca mai departe în interiorul domeniului p, unde vor întîlni mereu goluri cu care se vor recombina; numărul lor va scădea deci treptat pe măsură ce pătrund în adîncimea regiunii p, pînă la urmă ajungînd la concentrația de echilibru n_p^0 a purtătorilor de neechilibru. Scăderea concentrației purtătorilor minoritari de neechilibru are loc după o lege exponențială de forma:

$$n_p = n_p^0 \, e^{-\frac{x}{L_n}} \qquad 5.4.18$$

Scanned with CamScanner

unde L_n — reprezintă lungimea de difuzie a electronilor în domeniul p, adică distanța după care numărul purtătorilor minoritari de neechilibru a scăzut de „e" ori, adică practic pînă la n_p^0 — concentrația de echilibru. Aceleași considerații sînt valabile și pentru golurile din domeniul n.

Cele trei procese de mai sus au loc simultan și încontinuu : pe seama bateriei externe mereu scade bariera de potențial cu mărimea eV favorizînd injecția electronilor în domeniul p și a golurilor în domeniul n ; în același timp prin contacte intră purtători care compensează sarcina spațială a purtătorilor majoritari de neechilibru ivită în urma procesului de compensare a sarcinilor spațiale a purtătorilor minoritari injectați. Concentrațiile purtătorilor minoritari de neechilibru vor avea încontinuu valori maxime în apropierea joncțiunii p—n (v. punctele a și b din figura 86) — deoarece mereu acționează cîmpul electric dat de bateria din exterior — și mereu vor scade după o lege exponențială de forma 5.4.18 datorită proceselor de recombinare.

5.4.2. Teoria diodei

Se aplică în cazul joncțiunilor p—n subțiri, adică atunci cînd este satisfăcută condiția :

$$D << \frac{W_0}{kT} \qquad 5.4.19$$

unde l reprezintă drumul liber mijlociu al purtătorilor de sarcini. În starea de echilibru fluxurile de electroni care trec dintr-o parte în alta prin joncțiunea p—n, sînt egale, astfel încît curentul total este nul. Prin aplicarea unui cîmp electric din exterior acest echilibru se strică. În cazul cînd cîmpul electric suplimentar este astfel aplicat încît să ducă la micșorarea barierii de potențial, electronii din domeniul n vor trece cu atît mai ușor (peste bariera de potențial micșorată) în domeniul p. Fluxul electronilor care trec din regiunea n în regiunea p, va fi conform legii lui Richardson, dat de expresia (v. 4.2.9) :

$$I_1 = \frac{4\pi m}{h^3} (kT)^2 \cdot e^{-\frac{W_0 + \xi}{kT}}. \qquad 5.4.20$$

După cum s-a mai arătat în 4.2.14, în cazul cînd bariera de potențial s-a micșorat cu eV_{ext}, curentul devine :

$$I'_1 = \frac{4\pi \cdot mk^2T^2}{h^3} \cdot e^{-\frac{W_0 + \xi'}{kT}} \qquad 5.4.21$$

unde

$$\xi' = \xi - eV.$$

Scanned with CamScanner

Ținînd seama că $n_0 = n_n = 2\left(\frac{2\pi m\, kT}{h^2}\right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{\xi}{kT}}$ unde $\xi = E_c - F$ și de faptul că $\bar{v} = \left(\frac{8kT}{m \cdot \pi}\right)^{1/2}$, relația 5.4.21 devine :

$$I'_1 = \frac{1}{4} n_n \bar{v} \cdot e^{-\frac{W_c - eV}{kT}} \cdot \qquad 5.4.22$$

Întrucît în calea electronilor care curg în sens invers din domeniul p în domeniul n — nu există nici o barieră de potențial, (v. fig. 71), înseamnă că exponențiala din expresia fluxului de purtători devine egală cu unitatea, iar fluxul va fi dat de o relație de forma :

$$I_2 = \frac{1}{4} n(-l_p)\bar{v} \qquad 5.4.23$$

unde $n(-l_p)$ reprezintă concentrația electronilor din domeniul p, la granița joncțiunii p—n (la distanța $-l_p$, v. fig. 71).

Prin analogie cu relația $n_n = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F_n}{kT}}$, concentrația electronilor în regiunea p se scrie :

$$n_p = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - F_p}{kT}} = N_c \cdot e^{-\frac{\xi_p}{kT}} \qquad 5.4.24$$

Raportul $\frac{n_p}{n_n}$ se exprimă prin relația :

$$\frac{n_p}{n_n} = e^{-\frac{\xi_p - \xi_n}{kT}} = e^{-\frac{W_c}{kT}}$$

deoarece conform formulei 5.1.5, $W_c = F_p - F_n$ reprezintă potențialul de contact pentru joncțiunea p—n.

Din cele de mai sus rezultă că $n(-l_p) = n_p$ se poate scrie sub forma :

$$n(-l_p) = n_n \cdot e^{-\frac{W_c}{kT}} \qquad 5.4.25$$

După cum s-a mai spus, în starea de echilibru ($V_{ext} = 0$), cele două fluxuri I_1 și I_2 sînt egale. Cînd se aplică V_{ext}, curentul I_1 va deveni I' (v. 5.4.21) pe cînd I_2 va rămîne la aceeași valoare (în calea electronilor din domeniul p spre n, nu există barieră de potențial nici înainte nici după aplicarea cîmpului extern). Ca atare, în condiții în care se aplică

Scanned with CamScanner

din exterior un cîmp, astfel încît bariera pentru electronii din domeniul n să scadă, fluxul rezultant I va fi dat de :

$$I = I'_1 - I_2 = \frac{1}{4}\bar{v}\left[n\,(-l_p) - n_n\,e^{-\frac{W_e - eV}{kT}}\right]$$

$$I = \frac{1}{4}\bar{v}\left[n\,(-l_p) - n_p \cdot e^{\frac{eV}{kT}}\right] \qquad 5.4.26$$

În paragraful 4.2. s-a arătat că mărimea fiecăreia din componente I și I_2 sînt mult mai mari decît mărimea I a fluxului rezultant care este de obicei mică (prin joncțiune trece în general un curent nu prea intens). Ca atare, în comparație cu I'_1 și I_2, fluxul I poate fi aproximat ca fiind foarte mic ($I \to 0$). În acest caz va rezulta :

$$n\,(-l_p) = n_p \cdot e^{\frac{eV}{kT}} \qquad 5.4.27$$

Analog se poate găsi pentru concentrația golurilor în domeniul n, în punctul de graniță l_n:

$$p\,(l_n) = p_n \cdot e^{\frac{eV}{kT}}. \qquad 5.4.28$$

Deci, prin aplicarea cîmpului electric exterior în sens pozitiv (adică polul negativ al bateriei se conectează la semiconductorul de tip n), înălțimea barierei de potențial scade cu eV, iar trecerea electronilor din domeniul p în domeniul n și a golurilor din domeniul n în regiunea p este cu atît mai mult favorizată. Apare fenomenul de injecție a purtătorilor, tratat în subparagraful precedent. Datorită fenomenului de injecție, concentrația purtătorilor de neechilibru, în apropierea joncțiunii p—n va crește mult (fig. 86). Sarcina spațială a acestor purtători suplimentari va fi repede compensată de sarcina purtătorilor majoritari care vin mereu din regiunile mai îndepărtate ale semiconductorului etc. Pe de altă parte, purtătorii de neechilibru injectați vor suferi și o difuzie spre interiorul semiconductorului, recombinîndu-se mereu pe parcurs. Cu cît este mai mare intensitatea cîmpului aplicat din exterior, cu atît va fi mai mare concentrația purtătorilor injectați și cu atît va fi mai intensă difuzia lor spre regiunile de contact și recombinarea lor — deci cu atît mai intens va fi curentul prin joncțiunea p—n. Întrucît curentul este proporțional cu fluxul de purtători, iar fluxul de purtători care trec prin joncțiune, în cazul conectării directe (pozitive) a bateriei externe, este proporțional cu $e^{\frac{eV}{kT}}$, atunci și curentul prin joncțiune, pentru $V>0$, va depinde de tensiunea aplicată după o lege similară cu $e^{\frac{eV}{kT}}$.

Scanned with CamScanner

Prin aplicarea cîmpului exterior în așa fel încît la semiconductorul n să fie corectat polul pozitiv al bateriei, înălțimea barierei de potențial va crește și mai mult, și anume va deveni egală cu :

$$W_s' = W_c + eV. \qquad 5.4.29$$

În acest caz din domeniul n vor trece din ce în ce mai puțini electroni spre domeniul p, iar cînd V_{ext} atinge o valoare critică V_s, atunci difuzia electronilor spre domeniul p va fi complet împiedicată. Singura componentă a curentului de electroni va fi componenta electronilor minoritari care trec în sens invers din domeniul p în domeniul n. Curentul de goluri va fi dat, de asemenea, de curentul purtătorilor minoritari (golurilor) care trec din domeniul n în domeniul p. Acești purtători minoritari (electroni în domeniul p și golurile în domeniul n) sînt generați pe cale termică în domeniile respective și deoarece numărul lor nu-i micșorat prin recombinarea cu purtătorii injectați (nivelul de injecție este nul), ajungînd la granița joncțiunii p—n vor fi luați în primire de cîmpul electric E_{ext} care practic acționează numai în regiunea joncțiunii p—n. Acest cîmp electric extern are sensul astfel încît favorizează trecerea golurilor generate termic în domeniul n, înspre domeniul p și trecerea electronilor minoritari din regiunea p înspre regiunea n. Curentul purtătorilor minoritari constituie așa-numitul curent invers sau curent de generare, întrucît intensitatea sa este condiționată de generarea termică a purtătorilor minoritari (a golurilor în regiunea n și a electronilor în regiunea p). Viteza de generare termică a purtătorilor minoritari crește odată cu temperatura și atinge o valoare staționară egală cu $\frac{n_0}{\tau}$. Pentru tensiuni externe mai mari decît kT, concentrația purtătorilor minoritari nu mai depinde de intensitatea cîmpului electric aplicat din exterior, atingînd o valoare staționară. Această valoare determină intensitatea curentului de saturație.

Ce se întîmplă cu cvasinivelele Fermi în regiunea joncțiunii p—n cînd din exterior se aplică o diferență de potențial ?

Pentru sensul direct de polarizare ($V>0$), cvasinivelul F_n în domeniul p se va ridica cu mărimea eV_{ext} apropiindu-se de marginea inferioară a zonei de conducție. În mod analog, cvasinivelul Fermi F_p pentru purtătorii minoritari din regiunea n se va coborî cu mărimea eV_{ext} apropiindu-se de marginea superioară a zonei de valență (fig. 87, *a*). Acest fapt arată că în această regiune concentrația purtătorilor minoritari a crescut. Pe măsura îndepărtării de la granițele joncțiunii p—n spre interiorul regiunilor p și n, concentrațiile purtătorilor suplimentari scad și poziția cvasinivelelor Fermi se apropie de poziția de echilibru (cînd au aceeași valoare F_0).

Pentru $V<0$ (sens invers de conectare) concentrația purtătorilor de neechilibru în regiunea joncțiunii p—n este mai mică decît concentrațiile de echilibru și ca atare cvasinivelele F_n și F_p vor fi deviate cu eV în sens invers și anume : F_n în jos, iar F_p în sus (fig. 87, *b*).

Scanned with CamScanner

Deci, curentul prin joncțiunea p—n, pentru $V>0$, este determinat de viteza de apariție și de recombinare a purtătorilor minoritari injectați, iar pentru $V<0$, este determinat de viteza de generare termică a acestor purtători și de afluxul lor spre regiunea joncțiunii p—n. Pentru determinarea cantitativă a curentului, este necesar să se rezolve ecuația de continuitate pentru regiunile n și p.

Curentul total al electronilor în domeniul p este egal cu :

$$J_{n_p} = e\left(E_p \cdot \mu_p \cdot n_p - D_n \frac{dn_p}{dx}\right)$$

iar curentul electronilor în domeniul n :

$$J_{n_n} = e\left(E_n \cdot \mu_n \cdot n_n - D_n \frac{dn_n}{dx}\right)$$

unde E_n și E_p sînt intensitățile cîmpurilor de drift din cele două regiuni.

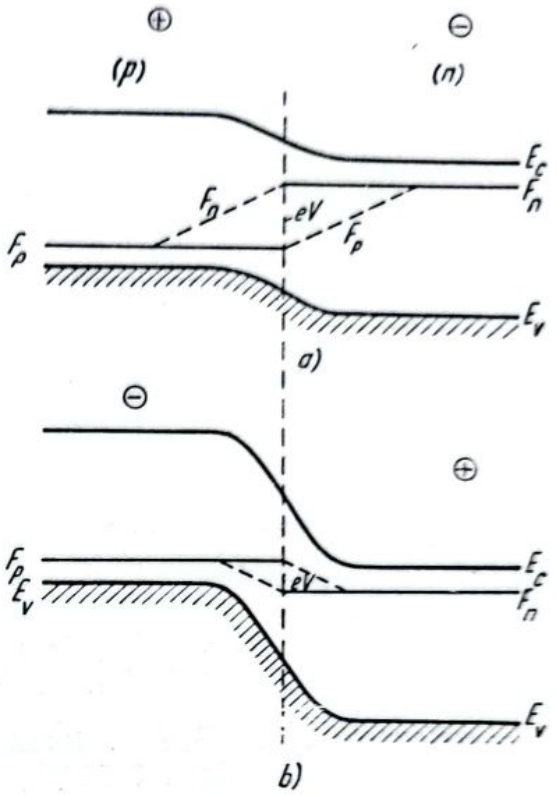


Fig. 87. — Variația cvasinivelelor Fermi într-o joncțiune p—n aplicată în cîmp electric exterior. a) — $V_{ext}>0$; b) $V_{ext}<0$.

Întrucît joncțiunea p—n este subțire, purtătorii vor trece prin ea fără să se recombine, astfel încît curenții la marginile joncțiunii p—n vor fi egali adică :

$$J_{n_n}(l_n) = J_{n_p}(-l_p).$$

În domeniul n unde concentrația electronilor n_n este mare, chiar pentru cîmpuri E_n slabe, curentul ohmic $\mu_n e \cdot n_n E$ va constitui partea de bază a curentului total de electroni (deoarece n_n e mare). În domeniul p concentrația electronilor e mică și de aceea componenta ohmică a curentului va fi cam de $\frac{n_p}{n_n}$ ori mai mică decît în domeniul n. Aceasta înseamnă că în această regiune partea principală a curentului total este dată de componenta difuzionică a curentului de electroni care vin prin joncțiunea p—n :

$$J_n = -e \cdot D_n \frac{dx}{dx}.$$

Pentru acest caz, mișcarea electronilor injectați în domeniul p va fi descrisă printr-o ecuație de continuitate analoagă cu ecuația 5.4.10 :

$$D_n \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n - n_p}{\tau_n} = 0 \qquad 5.3.30$$

Scanned with CamScanner

unde n_p reprezintă concentrația de echilibru a electronilor în regiunea p, iar $g=0$.

Ecuația 5.4.30 se mai poate scrie și sub forma :

$$\frac{d^2n}{dx^2} - \frac{n-n_p}{L_n^2} = 0 \qquad 5.4.31$$

unde $L_n = \sqrt{D_n\tau_n}$ reprezintă lungimea de difuzie a electronilor în domeniul p.

În mod analog se poate scrie ecuația de continuitate pentru goluri :

$$\frac{d^2p}{dx^2} - \frac{p-p_n}{\tau_p} = 0. \qquad 5.4.32$$

Soluția generală a ecuației 5.4.32 (sau 5.4.31) se poate căuta sub forma .

$$p = p_n + A \cdot e^{-\frac{x}{L_p}} + B \cdot e^{\frac{x}{L_p}}. \qquad 5.4.33$$

Constantele A și B se determină aplicînd condițiile de granițe. Pentru $x=+l_n$ există relația 5.4.28 :

$$p\,(+\,l_n) = p_n\, e^{\frac{eV}{kT}}.$$

A doua condiție de graniță rezultă din faptul că la distanțe x suficient de mari de la joncțiunea p-n (spre interiorul domeniului n), concentrația electronilor p este egală cu p_n, adică

$$p\Big|_{x\to\infty} = p_n.$$

Această condiție impune $B=0$. Aplicînd acum prima condiție la graniță, soluția 5.4.33 devine :

$$p\,(+\,l_n) = p_n + Ae^{-\frac{l_n}{L_p}} = p_n\, e^{\frac{eV}{kT}}.$$

De aici rezultă :

$$A = p_n\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) \cdot e^{\frac{l_n}{L_p}}.$$

Atunci 5.4.33 devine :

$$p\,(x) = p_n\left[1 + \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) \cdot e^{-\frac{x-l_n}{L_n}}\right] (x > l_n). \qquad 5.4.34$$

Scanned with CamScanner

În mod analog se găsește pentru $n(x)$:

$$n(x) = n_p \left[1 + \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) e^{\frac{x + l_p}{L_n}} \right] (x < -l_p) \qquad 5.4.35$$

Din aceste ecuații se vede că pe măsura îndepărtării de joncțiunea p—n, concentrațiile purtătorilor suplimentari δn și δp scad după o lege exponențială. Într-adevăr, din 5.4.34 de exemplu, rezultă :

$$\delta p = p - p_n = [p_n \cdot e^{\frac{eV}{kT}} - p_n] \, e^{-\frac{x - l_n}{L_p}}$$

sau :

$$\delta p = \delta p(l_n) \cdot e^{-\frac{x - l_n}{L_p}} \qquad 5.4.36$$

Se vede că această concentrație, la distanța L_n față de joncțiunea p-n scade de „e“ ori. Pe de altă parte se știe că datorită recombinării, concentrația purtătorilor scade de e ori în timpul de viață τ. Deci mărimile L_p, L_n sînt egale cu distanța medie parcursă de purtători în timpul lor de viață, ca urmare doar a procesului de difuzie. Lungimea de difuzie va fi deci cu atît mai mare cu cît e mai mare mobilitatea purtătorilor $\mu = \frac{eD}{kT}$ și cu cît e mai mare timpul lor de viață τ.

În alte condiții, cînd în loc să predomine curentul difuzionic, predomină curentul ohmic, drumul mediu parcurs de purtători pînă ce se recombină, poate depăși cu mult lungimea de difuzie. Într-adevăr, acum viteza purtătorilor în cîmpul E, va fi $v = \mu E$ și drumul parcurs în timpul τ va fi egal cu $\mu E \tau$, care poate fi destul de mare dacă intensitatea cîmpului este apreciabilă.

După ce a fost găsită expresia concentrației în regiunile îndepărtate de joncțiune, se poate găsi curentul prin joncțiunea p—n. Pentru aceasta este necesar să se găsească valoarea derivatei $\frac{dp}{dx}$ $\left(\text{sau } \frac{dn}{dx}\right)$ în punctele de graniță (l_n și $-l_p$).

$$\left.\frac{dp(x)}{dx}\right|_{x = l_n} = \frac{1}{L_p} p_n \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{l_n - l_n}{L_p}}$$

Deci :

$$J_p \Big|_{x = l_n} = -eD_p \left.\frac{dp}{dx}\right|_{x = l_n} = \frac{eD_p \cdot p_n}{L_p} \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) \qquad 3.4.37, a$$

Aceeași intensitate a curentului va fi și în punctul $x = -l_p$ deoarece prin joncțiunea p—n presupusă subțire, nu au loc fenomene de împrăștiere sau recombinare a purtătorilor.

Pentru calculul curentului de electroni, se va rezolva ecuația difuziei pentru electronii din domeniul n, dată de relația 5.4.31. Ținînd seama de condițiile la graniță 5.4.27 și făcînd calcule analoge celor efectuate pentru aflarea curentului de goluri se ajunge la expresia finală a curentului de electroni în punctul $x=-l_p$ (la granița joncțiunii p—n) :

$$J_n\Big|_{x=-l_p} = eD_n\frac{dn}{dx}\Big|_{x=-l_p} = \frac{e\cdot D_n\cdot n_p}{L_n}\left(e^{\frac{eV}{kT}}-1\right) \qquad 5.4.37,\,b$$

În toate secțiunile joncțiunii p—n, curentul total $J=J_p+I_n$ va fi același, de aceea pentru simplitate, se va considera valoarea curentului total în punctul de graniță $x=-l_p$ (sau $x=l_n$). Înlocuind în expresia curentului total, expresiile curenților constituenți în punctul $x=-l_n$ (joncțiunea p—n subțire) se obține caracteristica curent-tensiune a joncțiunii p—n :

$$J = e\left(\frac{D_n n_p}{L_n}+\frac{D_p p_n}{L_p}\right)\left(e^{\frac{eV}{kT}}-1\right) = J_s\left(e^{\frac{eV}{kT}}-1\right) \qquad 5.4.38$$

unde: $J_s = e\left(\frac{D_n n_p}{L_n}+\frac{D_p p_n}{L_n}\right)$, reprezintă curentul de saturare.

Se observă că dependența $I=f(V)$ în cazul joncțiunii p—n subțiri, este aceeași ca pentru trecerea curentului prin stratul de baraj subțire, din cazul contactului metal-semiconductor.

Pentru sensul invers de conectare a cîmpului electric exterior adică pentru $V<0$, curentul prin joncțiunea p—n tinde spre curentul de saturare I_s, cînd tensiunea V crește.

Conform relațiilor 5.4.37, a și 5.4.37, b, raportul între curentul de electroni și curentul de goluri va fi :

$$\frac{J_n}{J_p} = \frac{D_n n_p L_p}{D_p p_n L_n}. \qquad 5.4.39$$

Ținînd seama că $\frac{D_n}{D_p} = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ și că $\sigma = e\mu n$ rezultă :

$$\frac{J_n}{J_p} = \frac{\sigma_n\cdot L_n}{\sigma_p\cdot L_p}. \qquad 5.4.40$$

În deducerea egalității 5.4.40 s-a mai luat în considerare și faptul că din relația $n_i^2 = p_n n_n = n_p p_p$ rezultă egalitatea :

$$\frac{n_p}{p_n} = \frac{n_n}{p_p}.$$

Ținînd seama de faptul că $L_n \approx L_p$, relația 5.4.40 devine :

$$\frac{J_n}{J_p} = \frac{\sigma_n}{\sigma_p}, \qquad 5.4.41$$

Scanned with CamScanner

Din egalitatea 5.4.41 rezultă că intensitățile curenților prin joncțiune sînt determinate de conductibilitățile regiunilor n și p. De exemplu, dacă σp depășește cu mult pe σn, atunci curentul prin joncțiunea p—n va fi în principal un curent de goluri. Practic așa se și fac joncțiunile p—n, una din regiuni — de exemplu avînd o conductibilitate de 10—20 ori mai mare decît cealaltă.

5.4.3. Teoria difuziei

Se aplică în cazul joncțiunilor p—n groase unde recombinarea purtătorilor în regiunea joncțiunii nu poate fi ignorată; spre deosebire de cazul joncțiunii p—n subțire, în acest caz caracteristica curent-tensiune va depinde în mod esențial de forma barierei de potențial în regiunea joncțiunii p—n.

Efectuarea calculelor pentru o formă oarecare a potențialului $W(x)$ este dificilă, de aceea mai jos se va lua în considerare un caz simplificat al joncțiunilor p—n din diodele redresoare de putere [9].

Pentru pregătirea acestor diode, în materialul inițial — care este de obicei germaniu (sau siliciu) de înaltă puritate, se introduc, prin difuzie, un număr mare de centre donoare la un capăt și un mare număr de centre acceptoare la celălalt capăt. Între cele două regiuni va rămîne un strat i care păstrează caracteristicile materialului intrinsec inițial și în care concentrațiile electronilor și golurilor sînt aproximativ aceleași (fig. 88, *b*). Ca urmare al acestui mod de dozare a impurităților, în acest tip de diode, joncțiunea p—n va fi constituită din două trepte (fig. 88, *c*). Bariera de potențial se prezintă sub forma a două trepte datorită formei corespunzătoare a cîmpului electric de contact, determinat de distribuția în trepte a concentrației purtătorilor.

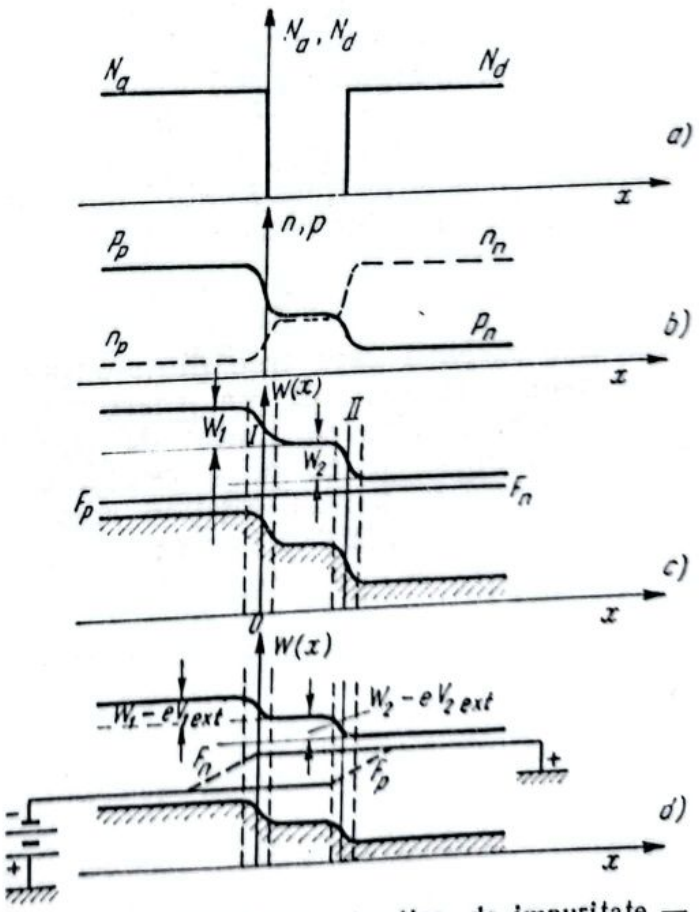


Fig. 88. — Distribuția atomilor de impuritate — *a*) — concentrațiilor purtătorilor *b*) — curbarea zonelor energetice ale joncțiunii p—n groase în cazul absenței cîmpului exterior *c*) și în prezența unui cîmp extern — *d*).

Scanned with CamScanner

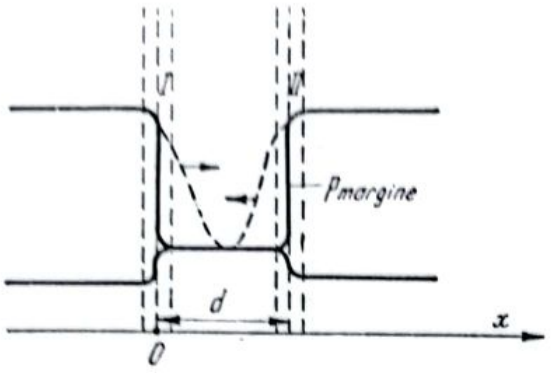


Fig. 89. — Injecția purtătorilor de neechilibru într-o joncțiune p—n de grosime d.

Dacă se presupune că distribuția donorilor și acceptorilor prezintă fronturi abrupte (fig. 88, *a*) atunci grosimile joncțiunilor dintre regiunile n și i, și regiunile p și i pot fi considerate ca fiind foarte mici, deci în cazul acestor joncțiuni condiția :

$$L_i << \frac{lW_i}{kT} \qquad 5.4.42$$

va fi satisfăcută. Dar întreaga joncțiune p—n este în realitate o joncțiune groasă, astfel încît mișcarea purătorilor în regiunea ei centrală va fi descrisă de ecuațiile de difuzie și de continuitate.

Dacă din exterior se aplică o diferență de potențial V, aceasta va cădea practic pe joncțiunea p—n caracterizată prin o rezistență ridicată. În cazul cînd regiunii de tip n i se aplică polaritatea negativă (sens direct de aplicare a cîmpului exterior, înălțimea barierilor de potențial W_1 și W_2 se va micșora cu mărimile eV_1 și eV_2 unde $V_1+V_2=V_{ext.}$ În acest caz, concentrația golurilor în domeniul i (considerat de tip n) va crește spre marginea $x=0$ (datorită injecției). La fel va crește concentrația electronilor la marginea $x=d$ a domeniului i, considerat de data aceasta de tip p (fig. 89). Grosimea d a stratului i este mult mai mare decît grosimile l_1 și l_2 ale „joncțiunilor" I și II adiacente acestui strat. Deci grosimea întregii joncțiuni p—n va fi :

$$L = l_1 + d + l_2 \approx d. \qquad 5.4.43$$

Întrucît curenții care trec dintr-o parte în alta prin regiunea joncțiunii p—n sînt cu mult mai mari decît curentul rezultant prin joncțiunea p—n, rezultă că fluxul de purtători, de exemplu de electroni care trec dintr-o parte prin joncțiune, este aproximativ egal cu cel care trece în sens invers. Egalînd aceste fluxuri, se poate scrie în mod analog cu relațiile 5.4.27 și 5.4.28 :

$$n\,(x = d) = n_n \cdot e^{-\frac{W_2 - eV_2}{kT}} \qquad 5.4.44$$

și

$$p\,(x = 0) = p_p \cdot e^{-\frac{W_1 - eV_1}{kT}} \qquad 5.4.45$$

Ținînd seama că în starea de echilibru termic ($V=0$), concentrația de echilibru a golurilor din stratul i se exprimă prin relația :

$$p_0 = p_p \cdot e^{-\frac{W_1(x)}{kT}} \qquad 5.4.46$$

Scanned with CamScanner

și că aceeași valoare o va avea fluxul de goluri și în punctul $x=0$ (adică $p_0(0)=0$ pentru $V=0$), formula 5.4.45 devine :

$$p(0) = p_0 e^{\frac{eV_1}{kT}}. \qquad 5.4.47$$

În mod analog, ținînd seama că pentru $V=0$,

$$n_0(d) = n_0 = n_n e^{-\frac{W_2}{kT}} \qquad 5.4.48$$

relația 5.4.44 se poate scrie :

$$n(d) = n_0 e^{\frac{eV_2}{kT}}. \qquad 5.4.49$$

Golurile suplimentare care au fost injectate în regiunea i (prin aplicarea cîmpului electric exterior (v. fig. 89), vor difuza înspre interiorul regiunii i o parte din ele recombinîndu-se pe drum, iar o parte trecînd prin bariera II în domeniul n. La fel o parte din fluxul electronilor care nu s-au recombinat pe drum în traversarea regiunii i, vor trece prin bariera I în domeniul p.

Dar pe măsura îndepărtării de marginea joncțiunii p—n concentrația purtătorilor scade după legea $e^{\frac{-x}{L}}$ unde L reprezintă lungimea de difuzie. Dacă d — grosimea stratului i este mult mai mică decît L — lungimea de difuzie, atunci concentrația purtătorilor în tot domeniul i va fi constantă și egală cu concentrațiile lor de la marginile regiunii i adică :

$$p = n_i e^{\frac{eV_1}{kT}} \; ; \; n = n_i e^{\frac{eV_2}{kT}} \qquad 5.4.50$$

întrucît în stratul intrinsec i concentrațiile de echilibru ale purtătorilor satisfac egalitățile :

$$n_0 = p_0 = n_i.$$

Deoarece, pentru păstrarea caracterului de neutralitate a semiconductorului, concentrațiile p și n trebuie să fie egale între ele, din formulele 5.4.50 rezultă că $V_1 = V_2 = \frac{V}{2}$.

Atunci concentrațiile n și p se scriu ca :

$$n = p = n_i e^{\frac{eV}{2kT}}. \qquad 5.4.51$$

Constanța concentrațiilor de neechilibru în regiunea i implică și constanța cvasinivelelor Fermi în această regiune. După cum se vede din figura 88, d cvasinivelele F_p și F_n sînt orizontale în regiunea stratului i, după aceea cvasinivelul F_p se îndreaptă în sus (în domeniul n), iar cvasinivelul F_n se îndreaptă în jos (în domeniul p).

Scanned with CamScanner

Dacă în secțiunea unitate (1 cm²), într-o secundă se recombină $\frac{n-n_0}{\tau}$ purtători, atunci numărul perechilor care s-au recombinat în stratul i cu secțiunea de 1 cm² și de grosime d va fi egal cu $\frac{n-n_0}{\tau} \cdot d$. Golurile care nu au reușit să se recombine vor trece prin bariera II în regiunea n, adunîndu-se acolo la curentul total de goluri care curge în domeniul n.

Fluxul total de goluri care trece prin bariera I va fi egal cu numărul de goluri ce se recombină în stratul i și fluxul de goluri prin bariera II.

Prima parte componentă a acestui curent se scrie :

$$J_{p1} = \frac{e(n-n_0)\cdot d}{\tau} = \frac{en_i}{\tau_i} d \left(e^{\frac{eV}{2kT}} - 1 \right) \qquad 5.4.52$$

unde τ_i reprezintă timpul de viață mediu al purtătorilor din stratul i.

Dacă se ia în considerație „joncțiunea subțire" II, atunci datorită faptului că prin ea trece un curent rezultant nu prea mare, rezultă, conform unor raționamente similare celor făcute în cazul formulelor 5.4.27 și 5.4.28 sau 5.4.44 și 5.4.45, că fluxul golurilor care intră din dreapta prin joncțiunea II, este aproximativ egal cu fluxul golurilor care intră din stînga în joncțiunea II (din stratul i spre regiunea n). Aceasta înseamnă că concentrația golurilor la marginea exterioară a joncțiunii II (cea în contact cu domeniul n), este egală cu concentrația golurilor de la marginea interioară a joncțiunii II (care se află în contact cu stratul intrinsec i) (fig. 89) :

$$p_{margine} = p \cdot e^{-\frac{W_2 - eV_2}{kT}} \qquad 5.4.53$$

unde $p = n_i e^{\frac{eV_1}{kT}}$ reprezintă concentrația golurilor în regiunea i, dată de relația 5.4.51. Relația 5.4.53 care este similară cu relația 5.4.45 (scrisă însă pentru „joncțiunea" I) se poate scrie :

$$p_{marg.} = n_i e^{-\frac{W_2 - e(V_1+V_2)}{kT}} = p_n e^{\frac{eV}{kT}} \qquad 5.4.53,\ a$$

deoarece, în starea de echilibru (pentru $V=0$):

$$p_{marg.}\Big|_{V=0} = p_n = n_i e^{-\frac{W_2}{kT}} \qquad 5.4.54$$

unde p_n reprezintă concentrația de echilibru a purtătorilor minoritari în regiunea n (fig. 89).

Din formula 5.4.53, a, rezultă că în cazul joncțiunii II, concentrația de neechilibru la marginea joncțiunii, este aceeași ca și în cazul unei joncțiuni subțiri (v. teoria diodei, formula 5.4.28). Datorită acestui fapt,

Scanned with CamScanner

curentul de goluri în regiunea n, se poate determina cu ajutorul formulei 5.4.36 de la teoria diodei, întrucît ca și în cazul joncțiunii p—n subțire și în cazul joncțiunii II curentul de goluri este descris prin aceeași ecuație de continuitate ca și ecuația 5.4.32. Se poate scrie atunci :

$$J_{pII} = \frac{e \cdot D_p \cdot p_n}{kT}\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) = \frac{e \cdot L_p p_n}{\tau_p}\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) \qquad 5.4.55$$

deoarece

$$L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}\,.$$

Toate aceste considerații sînt desigur valabile în ipoteza $L << d_i$. În mod analog se poate arăta că concentrația electronilor în domeniul p, la marginea joncțiunii p—n la contactul între „joncțiunea" I și domeniul p) este dat de o formulă identică cu 5.4.27 adică e de forma :

$$n_{marg.} = n_p \cdot e^{\frac{eV}{kT}}\,.$$

La fel curentul electronic prin bariera I, adică curentul electronilor care n-au reușit să se recombine cînd au trecut prin stratul i de grosime d vor fi conform formulei 5.4.37 egal cu :

$$J_{nI} = \frac{e \cdot D_n \cdot n_p}{L_n}\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) = \frac{e \cdot L_n \cdot n_p}{\tau_n}\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) \qquad 5.4.56$$

Curentul total J prin bariera I (deci și prin întreaga joncțiune p—n) va fi egal cu suma curenților de electroni și de goluri :

$$J = \frac{e \cdot D \cdot n_i}{\tau_i}\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) + \left(\frac{eL_n \cdot n_p}{\tau_n} + \frac{e \cdot L_p \cdot p_n}{\tau_p}\right)\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) \qquad 5.4.57$$

sau :

$$J = J_r + J_0 \qquad 5.4.58$$

unde componenta $J_0 = \left(\frac{eL_n \cdot n_p}{\tau_n} + \frac{eL_p \cdot p_p}{\tau_p}\right)\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right)$ are aceeași formă ca curentul total prin joncțiunea p—n subțire (v. 5.4.38).

Componenta $J_r = \frac{e \cdot d \cdot n_i}{\tau_i}\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right)$ reprezintă curentul de recombinare și este cu atît mai mare cu cît grosimea d a joncțiunii p—n e mai mare și cu cît timpul de viață τ_i al purtătorilor în regiunea stratului i este mai mic. Se observă că în cazul cînd această componentă este neesențială, curentul total va fi aproximativ același cu curentul care trece prin joncțiunea p—n subțire. Deci, redresarea prin joncțiunea p—n se

Scanned with CamScanner

deosebește în mod esențial de redresarea la contactul metal-semiconductor unde caracteristica curent-tensiune pentru straturile de baraj subțiri (teoria diodei) se deosebea esențial de caracteristica curent-tensiune pentru straturile de baraj groase (teoria difuziei).

Evident, dacă toate considerațiile precedente s-ar fi făcut pentru electroni și s-ar fi scris curentul de electroni care trece prin bariera II spre I, ar fi apărut un curent de recombinare I_r exprimat prin o relație similară cu 5.4.52 :

$$j_r = \frac{e \cdot p_i \cdot d}{\tau_i}\left(e^{\frac{eV}{2kT}} - 1\right) \qquad 5.4.59$$

și care ar fi avut aceeași mărime ca și J_{p1} deoarece $n_i = p_i$ și în plus, prin recombinarea perechilor, numărul electronilor care dispar, este egal cu cel al golurilor.

Cînd recombinarea în regiunea joncțiunii p—n este mare, componenta J_r nu mai poate fi neglijată, ci din contră, în anumite condiții, poate să depășească de multe ori componenta J_{os}. În acest caz, curentul prin joncțiunea p—n, nu va mai depinde de tensiune după o lege $e^{\frac{eV}{kT}}$ ca în cazul joncțiunilor p—n subțiri, ci va depinde de tensiune după o lege $e^{\frac{eV}{2kT}}$.

În ce condiții curentul de recombinare devine dominant ?

La început se va considera curentul în sens invers de conectare (polaritate pozitivă pe semiconductorul de tip n).

Pentru — $V >> kT$, exponențiala din expresia lui J se neglijează, deci curentul de recombinare atinge valoarea de saturație :

$$I_{rs} = \frac{e \cdot n_i}{\tau_i} \cdot d. \qquad 5.4.60$$

Datorită faptului că din exterior diferența de potențial s-a aplicat în sens invers de conectare, stratul i va sărăci în purtători și curentul j_r va fi dat de numărul perechilor care iau naștere pe cale termică într-o secundă adică de numărul $\frac{n_i d}{\tau_i}$.

Pentru ilustrare, se va considera un exemplu numeric. În germaniu, după cum se vede din figura 90, odată cu creșterea concentrației purtătorilor de bază, timpii de viață τ_n și τ_p scad de aproximativ 16 și respectiv 150 ori în comparație cu τ_i al semiconductorului intrinsec. Acest fapt arată că L_p este respectiv cam de 4,5 ori mai mic decît L_n. În acest caz, cînd $\frac{\tau_i}{\tau_n} = 15$ și $\frac{\tau_i}{\tau_p} = 150$, va rezulta pentru $n_n = p_p$ și $\frac{L_n}{L_p} = 4{,}5$ următorul raport între curenții de saturație J_{os} și J_{rs} :

$$\frac{J_{os}}{J_{rs}} = \left(\frac{eL_n \cdot n_p}{\tau_n} + \frac{eL_p p_n}{\tau_p}\right) \frac{\tau_i}{e \cdot d \cdot n_i} = \frac{L_n}{d} \cdot \frac{n_p}{n_i} \cdot \frac{\tau_i}{\tau_n} + \frac{l_p}{d} \cdot \frac{p_n}{n_i} \frac{\tau_i}{\tau_p}$$

Scanned with CamScanner

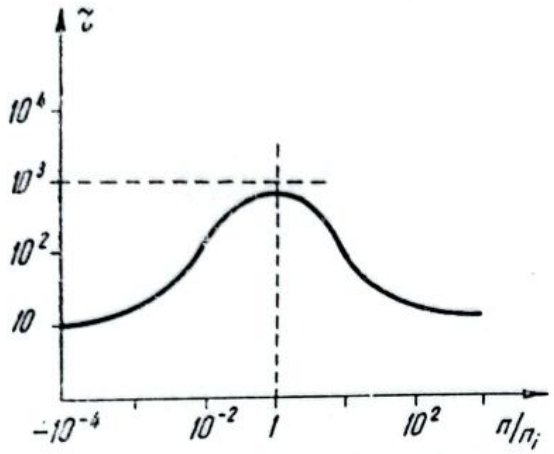


Fig. 90. — Dependența timpului de viață τ în funcție de concentrația purtătorilor.

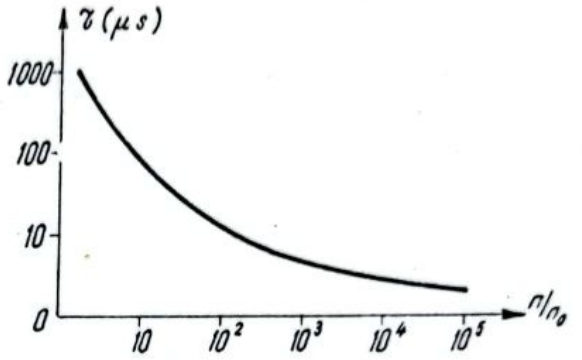


Fig. 91. — Dependența timpului de viață τ în funcție de concentrația purtătorilor suplimentari.

sau înlocuind valorile numerice :

$$\frac{J_{0s}}{J_{rs}} = 48\,\frac{p_n}{n_i}\cdot\frac{L_n}{d} = 48\,\frac{n_i}{n_n}\cdot\frac{L_n}{n}. \qquad 5.4.61$$

De obicei în diodele de putere concentrațiile n_n și p_p sînt foarte mari. Pentru $n_n \simeq 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$ rezultă $\frac{n_i}{n_n} \simeq 2.5.10^{-5}$ cm și ca atare, pentru $d > 1.2.10^{-3}\,L_n$ adică pentru $d < 10^{-4}$ cm, rezultă că $J_{rs} >> J_{0s}$. Se vede deci că dacă regiunile p și n sînt puternic dopate (concentrații mari ale purtătorilor), procesele de generare termică în regiunea p—n (procese care determină valoarea de saturație a curentului de saturație), joacă un rol important chiar și în joncțiunile p—n relativ subțiri.

Ce se întîmplă dacă tensiunea externă este aplicată în sens direct de conectare (minus pe semiconductorul n) ?

În acest caz, din regiunile p și n vor sosi purtători suplimentari datorită injecției, ca atare concentrația purtătorilor va depăși cu mult concentrația n_i a semiconductorului intrinsec în starea de echilibru termic. După cum se vede din figura 91 — care arată dependența timpului de viață în funcție de concentrația purtătorilor suplimentari în cazul germaniului, timpul de viață τ_i scade cam de 20 de ori și se apropie de valorile lui τ_n și τ_p.

Luînd $\frac{\tau_i}{\tau_n} = 0{,}75$ și $\frac{\tau_i}{\tau_p} = 7{,}5$ pentru $n_n = p_p$ și $\frac{L_n}{L_p} = 4{,}5$ rezultă următorul raport al curenților direcți de trecere :

$$\frac{J_0}{J_r} = \left(\frac{L_n \cdot n_p \cdot \tau_i}{d \cdot n_i \cdot \tau_n} + \frac{L_p \cdot p_n \cdot \tau_i}{d \cdot n_i \cdot \tau_p}\right) e^{\frac{eV}{2kT}}$$

sau :

$$\frac{J_0}{J_r} = 2{,}4\,\frac{L_n}{d}\cdot\frac{n_i}{n_n}\cdot e^{\frac{eV}{2kT}} \qquad 5.4.62$$

Scanned with CamScanner

Ținînd seama că $W_1 = W_2 = \frac{W_0}{2}$ și că :

$$\frac{n_i}{n_n} = \frac{p_n}{n_i} = e^{\frac{W_0}{2kT}}$$

rezultă :

$$\frac{J_0}{J_r} = 2{,}4 \cdot \frac{L_n}{d} \cdot e^{\frac{W_0 - eV}{2kT}} . \qquad 5.4.63$$

Toate considerațiile și formulele de mai sus sînt valabile atît timp cît există barieră de potențial, adică atît timp cît energia eV_{ext} este mai mică decît înălțimea $W_0 = W_1 + W_2$ a barierii de potențial. În plus, formulele sînt adevărate în ipoteza $d \ll L_i$. De aceea din formula 5.4.63 rezultă că pentru eV apropiat de W_0 adică pentru curentul de trecere maxim admis, componenta J_0 depășește pe J_r, dar pentru tensiuni mai mici și pentru grosimi d ale stratului i destul de mari, deja predomină J_r. De aceea, în diodele de putere în care grosimea stratului i este mare, densitatea curentului este mai mare decît la diodele obișnuite și caracteristica curent-tensiune este descrisă de ecuația 5.4.59, deci pentru aceste diode curentul crește după o lege $e^{\frac{eV}{2kT}}$, adică mai lent decît la diodele obișnuite (unde curentul crește după legea $e^{\frac{eV}{kT}}$).

5.4.4. Capacitatea totală a joncțiunii p-n

După cum s-a arătat în paragraful 5.2., joncțiunea p—n poate fi caracterizată printr-o capacitate de barieră (sau capacitate a sarcinei spațiale) :

$$C = S \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon^0 N_a^- N_d^+}{2\,(W_e \pm eV)(N_d^+ + N_a^-)}} . \qquad 5.4.63$$

Joncțiunea p—n mai este caracterizată și de o altă capacitate și anume de o capacitate condiționată de difuzia electronilor (golurilor) injectați.

După cum s-a arătat, cînd se aplică din exterior o tensiune în sens direct (de trecere), distribuția electronilor injectați în domeniul p este descrisă de ecuația : 5.4.35 :

$$n(x) - n_p = n_p \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) \cdot e^{\frac{x + l_p}{L_n}} \qquad 5.4.6$$

unde V reprezintă tensiunea aplicată din exterior, în sens direct.

Scanned with CamScanner

Sarcina totală a electronilor injectați se află prin integrarea expresiei 5.4.64 pe întreaga regiune p (adică de la $-\infty$ la $-l_p$) :

$$Q_n\Big|_p = \int_{-\infty}^{-l_p} [n(x) - n_p]\,dx = e \cdot n_p\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right)\int_{-\infty}^{-l_p} e^{\frac{l_p + x}{kT}}\,dx \qquad 5.4.65$$

$$Q_n\Big|_p = eL_n n_n\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right). \qquad 5.4.65\ a$$

Dacă se presupune că tensiunea aplicată pe joncțiunea p—n variază cu o mărime dV_{ext}, atunci se va schimba și numărul purtătorilor (electronilor) injectați și ca atare va avea loc și o variație a sarcinii totale a electronilor care se va schimba de exemplu cu dQ_n. Acest fapt este echivalent cu prezența unei capacități diferențiale C_{dif} numită capacitate de difuzie (este condiționată de difuzia purtătorilor în regiunea joncțiunii p—n) :

$$C_{dif}^n = \frac{dQ_n}{dV_{ext}} = \frac{e^2 n_p L_n}{kT} \cdot e^{\frac{eV_{ext}}{kT}}. \qquad 5.4.66$$

În mod analog, variația sarcinii golurilor injectate în același timp în domeniul n sub acțiunea aceleași variații dV_{ext} a tensiunii aplicate din exterior, va fi echivalentă cu capacitatea :

$$C_{dif}^p = \frac{dQ_p}{dV_{ext}} = \frac{e^2 p_n L_p}{kT} \cdot e^{\frac{eV_{ext}}{kT}}. \qquad 5.4.67$$

Suma celor două capacități va da valoarea capacității totale de difuzie a joncțiunii p—n pe care s-a aplicat în sens direct o tensiune V_{ext}:

$$C_{dif} = \frac{e^2}{kT}(n_p L_n + p_n L_p)\, e^{\frac{eV_{ext}}{kT}}. \qquad 5.4.68$$

Capacitatea de difuzie este determinată de sarcina purtătorilor mobili injectați prin joncțiune. Dacă timpurile de viață ale golurilor și electronilor sînt egale între ele, atunci expresia 5.4.68 se poate modifica în felul următor :

$$C_{dif} = e\tau \frac{e}{kT}\left(n_p \frac{L_n}{\tau_n} + p_n \frac{L_p}{\tau_p}\right) \cdot e^{\frac{eV_{ext}}{kT}}.$$

sau :

$$C_{dif} = e\tau \frac{e}{kT}\left(n_p \frac{D_n}{L_n} + p_n \frac{D_p}{L_p}\right) \cdot e^{\frac{eV_{ext}}{kT}}. \qquad 5.4.69$$

Scanned with CamScanner

Pe de altă parte din expresia 5.4.38 rezultă :

$$J + J_s = J_s \cdot e^{\frac{eV}{kT}}. \qquad 5.4.70$$

Ținînd seama de expresia lui J_s relația 5.4.69 devine :

$$C_{dif} = \alpha \cdot \tau \cdot (J + J_s) \qquad 5.4.71$$

unde :

$$\alpha = \frac{e}{kT}. \qquad 5.4.72$$

Ținînd seamă și de capacitatea sarcinii spațiale a joncțiunii p—n, se poate scrie expresia capacității totale a joncțiunii pentru tensiunea externă aplicată în sens direct (de trecere) :

$$C_{totală} = C_{dif} + C_{sarcină}$$

sau :

$$C_t = \alpha (J + J_s) \tau + S \frac{\varepsilon}{D} \qquad 5.4.73$$

în care D este determinat de expresia 5.2.57, *a*.

Din expresia 5.4.71, rezultă că această componentă (difuzionică) a capacității p—n este proporțională cu timpul de viață al purtătorilor.

Mărimea capacității de difuzie depinde puternic de tensiunea externă aplicată în sens de trecere și scade rapid pînă la zero, dacă tensiunea externă se aplică în sens invers (sens de blocare). În cazul cînd tensiunea externă se aplică în sens invers, rămîne doar componenta de sarcină (de barieră) a capacității joncțiunii p—n.

Valoarea capacității de sarcină depinde de lărgirea sau îngustarea domeniului sarcinii spațiale, sub acțiunea tensiunii aplicate din exterior. Spre deosebire de capacitatea de difuzie, curentul în cazul capacității de sarcină, se datorește deplasării purtătorilor majoritari, iar restabilirea fiecărei noi distribuții a acestor purtători în urma variației tensiunii externe se face în timpul de relaxare Θ care, după cum s-a mai precizat, este foarte mic (10^{-11} s). De aici se poate trage concluzia că această componentă a capacității, practic nu depinde de frecvența tensiunii aplicate din exterior. Componenta de difuzie a capacității va depinde de frecvență, deoarece, ea depinde de timpul de viață τ. Formulele 5.4.68—5.4.71, sînt adevărate în cazurile staționare sau pentru frecvențe joase cînd $\omega\tau \ll 1$. La frecvențe ridicate, cînd $\omega\tau \gg 1$ expresia capacității de difuzie va depinde de frecvență după o lege de forma [13] :

$$C_{dif} = \alpha \left(J + J_s\right)\left(\frac{\tau}{\omega}\right)^{1/2}. \qquad 5.4.74$$

Scanned with CamScanner

5.5. Realizarea joncțiunilor p—n Caracteristica curent—tensiune a diodelor reale

5.5.1. Realizarea diodelor semiconductoare (cît și a tranzistorilor), cuprinde o serie de operații de fabricație dintre care cea mai importantă este operația de obținere a joncțiunilor p—n.

Există o serie întreagă de metode de realizare a joncțiunilor p—n ca : metoda alierii punctuale, metoda alierii cu pastilă, metoda difuziei și a dublei difuzii, metoda tragerii din topitură, metoda electrolitică etc. În cele ce urmează vor fi descrise în mod amănunțit doar primele două-trei procedee, ca fiind și cele mai utilizate.

Pentru realizarea joncțiunilor p—n actualmente se folosește cu precădere germaniul și siliciul, materiale cu deosebite proprietăți semiconductoare.

1. *Metoda alierii punctuale.* Pentru obținerea unei joncțiuni prin această metodă, la început se aduce în contact cu suprafața plăcuței de germaniu (siliciu), un conductor foarte subțire de bronz fosforos sau de alt material conținînd atomi de cupru. Se caută un punct în care proprietățile de redresare sînt optime, apoi se trece un impuls de curent puternic (cîțiva amperi) prin contactul conductor-plăcuță de germaniu. Prin trecerea impulsului puternic de curent se produce o intensă încălzire locală în punctul de contact, vîrful conductorului (2) (fig. 92) de bronz se va topi parțial, iar din mica picătură formată, atomii de cupru vor difuza în plăcuța de germaniu de tip n (1). În apropierea vîrfului conductorului de bronz va lua naștere în plăcuțe de germaniu un strat semiconductor de tip p ((3) fig. 92). Procesul trecerii curentului prin contactul conductor-plăcuță de germaniu, poartă denumirea de formare a contactului. Cuprul, care introdus în germaniu formează nivele de tip acceptor, are un mare coeficient de difuzie în germaniu. În afară de proprietățile materialului semiconductor, parametrii și calitatea joncțiunii p—n vor depinde de calitatea contactului electrod-plăcuță, cît și de temperatura la care are loc formarea (deci de intensitatea și durata impulsurilor de curent).

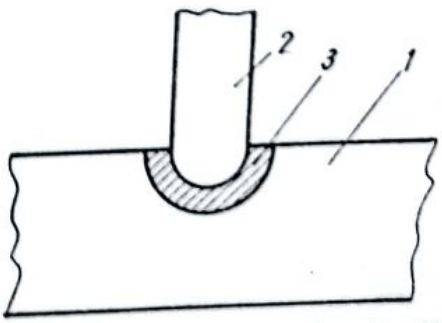


Fig. 92. — Obținerea joncțiunii p—n în urma „formării electrice".
1 — plăcuță semiconductoare de tip n; 2 — electrod metalic; 3 — strat semiconductor de tip p.

Calitatea contactului înainte de formare depinde de alegerea punctului sensibil pe placa semiconductoare, cît mai ales de presiunea de contact. S-a găsit că această presiune nu trebuie să fie nici prea mică nici prea ridicată. În cazul presiunilor de contact mari, se mărește suprafața de contact și procesul de formare electrică nu duce la rezultate satisfăcătoare. Contactul obținut va fi caracterizat

prin valori apreciabile ale curentului invers, fapt nedorit în cazul dispozitivelor semiconductoare.

Calitatea joncțiunii p—n depinde și de calitatea și forma electrodului de contact. De obicei electrodul este ascuțit la capăt astfel încît suprafața de contact să fie de cîțiva microni. Materialul electrodului trebuie să conțină numai impurități acceptoare, care să aibă un coeficient de difuzie ridicat. Electrodul trebuie să posede bune proprietăți electro- și termoconductoare, să aibă o elasticitate corespunzătoare. Evident datele constructive ale joncțiunii (suprafața de contact, forma și materialul electrodului, intensitățile curentului de formare etc.), depind de tipul dispozitivului semiconductor care trebuie realizat, de tehnologia adoptată de unitatea producătoare etc.

2. *Metoda alierii cu pastilă.* Datorită simplității ei această metodă este una din cele mai folosite metode pentru obținerea diodelor și triodelor semiconductoare. Pe plăcuțe de germaniu sau siliciu de tip n se așază o bilă de indiu (sau aluminiu) (fig. 93, *a*). Prin încălzire într-un cuptor special, în atmosferă de gaz inert se produce topirea indiului (fig. 93, *b*). Prin ridicarea temperaturii ansamblului pînă la 450—500° se produce dizolvarea germaniului în indiu pînă ce aliajul se saturează (fig. 93, *c*). În funcție de temperatura la care se face tratamentul, proporția volumetrică de germaniu care se dizolvă în indiu — deci și adîncimea la care se formează joncțiunea p—n — este mai mare sau mai mică.

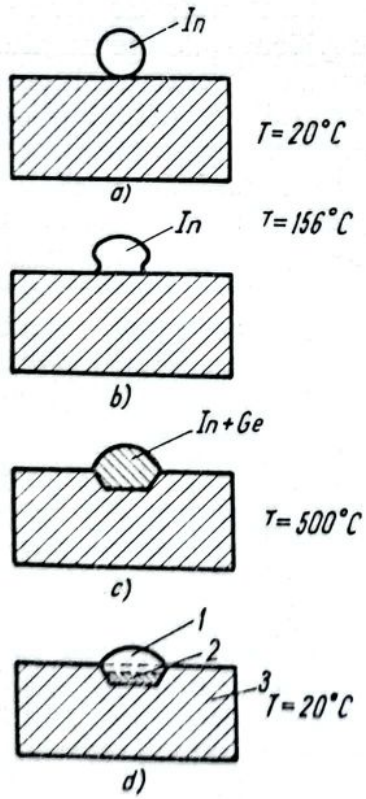


Fig. 93. — Schema obținerii unei joncțiuni p—n prin procedeul alierii.

După atingerea temperaturii pentru care se realizează adîncimea dorită de pătrundere a indiului în plăcuța semiconductoare, se lasă sistemul să se răcească lent. Germaniul saturat în indiu va recristaliza în același sistem cristalin, rezultînd o joncțiune p—n monocristalină (fig. 93, *d*).

3. *Obținerea joncțiunilor p—n prin difuzie.* Prin difuzia impurităților într-un corp oarecare se înțelege transportul acestor impurități, care se află într-o concentrație ridicată într-o regiune a corpului, înspre regiunile în care concentrația impurităților este minimă. Deci procesul de difuzie este caracterizat și condiționat de un gradient al concentrațiilor impurităților. Viteza de difuzie a unor anumite impurități (atomii altui corp diferit de materialul în care are loc difuzia), într-un corp oarecare (semiconductor) este caracterizată de un coeficient de difuzie D,

Scanned with CamScanner

care depinde puternic de temperatura la care are loc procesul de difuzie :

$$D = D_0 \cdot e^{-\frac{\Delta \mathcal{E}}{kT}} \qquad 5.5.1$$

unde D_0 — reprezintă o constantă a materialului, egală numeric cu coeficientul de difuzie pentru $T=\infty$, iar $\Delta \mathcal{E}$ reprezintă energia de activare pentru impuritatea respectivă, adică energia necesară pentru pătrunderea atomilor de impuritate în rețeaua semiconductorului.

Pentru realizarea joncțiunilor p—n prin metoda difuziei, se pornește de la un semiconductor care în prealabil a fost impurificat cu atomi acceptori (tip p) sau donori (tip n). Pe semiconductorul respectiv se depune un strat din materialul care poartă impurități de tip opus celui din materialul inițial. De cele mai multe ori stratul cu impurități care trebuie difuzate în semiconductor, se depune prin evaporare termică în vid sau prin alte metode. În alte cazuri, în tubul (incinta) de difuzie în care se află semiconductorul inițial se introduc vapori de impuritate (antrenați de un gaz purtător), sau bucăți mici de material-impuritate etc.

Difuzia se realizează la temperaturi cu 150—200°C sub temperatura de topire a semiconductorului inițial (siliciu, germaniu), în tuburi închise de cuarț, în atmosferă de gaz inert etc.

Adîncimea de pătrundere a atomilor de impurități — deci adîncimea la care se formează joncțiunea p—n, este ușor controlabilă în funcție de temperatura la care are loc procesul și de durata tratamentului.

Calitatea difuziei, deci și a joncțiunilor p—n obținute, este condiționată de starea de curățenie a suprafeței semiconductorului, de calitatea impurității care trebuie difuzată, de protecția suprafeței semiconductorului în timpul difuziei și după difuzie etc.

5.5.2. **Caracteristicile curent-tensiune** determinate pe cale experimentală, sînt în acord destul de bun cu cele găsite pe cale teoretică. În diodele reale pe bază de germaniu și siliciu, prin difuzie se poate realiza ușor distribuția convenabilă a impurităților în acord cu ipotezele considerate în teorie. Ramura directă a caracteristicii diodelor reale, coincide bine cu ramura directă a caracteristicii calculată cu formula 5.4.38. Pentru tensiuni nu prea ridicate, se observă o bună coincidență și între ramurile inverse a caracteristicilor experimentale și teoretice. Pentru tensiuni inverse mari, conform formulei 5.2.33, grosimea joncțiunii p—n se mărește și ca atare un rol însemnat, la valoarea curentului invers, încep să joace procesul de generare termică a purtătorilor în regiunea joncțiunii p—n, fapt care nu a fost luat în considerare în formula 5.4.38. Din această cauză, odată cu mărirea excesivă a tensiunii inverse, va crește mult și curentul invers, joncțiunea p—n va fi străpunsă (fig. 94). Străpungerea joncțiunii p—n poate avea loc datorită mai multor cauze. Astfel se pot enumera străpungerea datorită acțiunii cîmpului electric, străpungerea provocată de ionizație prin șoc, străpungerea termică,

Scanned with CamScanner

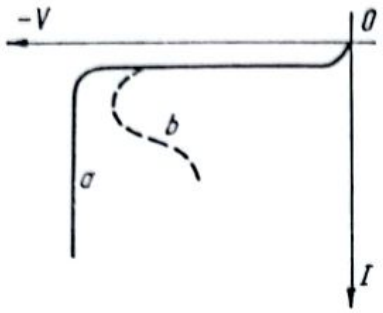


Fig. 94. — Ramura inversă a caracteristicii curent-tensiune a unei diode reale.

străpungere datorită stării suprafeței semiconductorului etc. De obicei, aceste cauze nu acționează izolat, ci pot conlucra cîte două-trei împreună.

Străpungerea joncțiunii p—n sub acțiunea cîmpului electric are loc datorită acțiunii puternice a cîmpului asupra rețelei cristaline provocînd ruperea electronilor de valență din rețea, deci ducînd la generarea de perechi suplimentare de goluri și electroni și ca atare și la mărirea curentului prin joncțiune. Pentru ca străpungerea să aibă loc datorită acestei cauze, sînt necesare cîmpuri de ordinul a 10^5—10^6 V/cm.

În realitate, străpungerea joncțiunilor p—n are loc pentru tensiuni inverse mult mai mici decît cele prevăzute teoretic. De aici rezultă concluzia că pe lîngă acțiunea cîmpului electric, mai intervin și alte tipuri de mecanisme care duc la străpungere. Cel mai important dintre acestea este mecanismul străpungerii provocate de ionizație prin șoc.

Purtătorii minoritari intrați sub acțiunea cîmpului electric al sarcinilor spațiale, sînt accelerați astfel încît pot provoca ruperea electronilor de valență din cristal și apariția în acest mod a perechilor de electroni-goluri. Dacă domeniul în care se manifestă acest cîmp electric intens este destul de mare, atunci electronii secundari, care au luat naștere sub acțiunea șocului electronilor accelerați, vor fi la rîndu-le accelerați și vor provoca ruperea prin șoc a altor electroni și așa mai departe. Rezultă astfel o avalanșă de perechi electroni-goluri care va duce la creșterea considerabilă a curentului prin joncțiune și deci la străpungerea ei. Acest tip de străpungere are loc mai ales în joncțiunile p—n din materiale cu rezistență ohmică ridicată în care lățimea joncțiunii, deci și a domeniului în care acționează cîmpul electric, este mare. Pentru joncțiuni subțiri însă, sînt caracteristice străpungerile Zener (sub acțiunea cîmpului electric).

În cazurile cînd nu este asigurată suficienta răcire a joncțiunii p—n poate avea loc străpungerea termică a acesteia, chiar la tensiuni inverse mici (de lucru). În cazul acesta, temperatura regiunii joncțiunii p—n, poate crește într-atît încît să înceapă un proces intens de excitare termică a electronilor și golurilor. Aceasta duce la ridicarea intensității curentului (dat fiind că a scăzut rezistența în joncțiune) și ca atare la mărirea și mai mult a energiei disipate sub formă de căldură. Datorită acestui fapt cu atît mai intens vor fi generate termic perechile electroni-goluri și mai mult va crește intensitatea curentului, și așa mereu pînă la străpungerea joncțiunii.

Străpungerea joncțiunii p—n, datorită stării suprafeței semiconductorului, este foarte puțin studiată. Sarcinile superficiale, care se află întotdeauna la suprafața semiconductorilor, pot să deformeze puternic aspectul liniilor de forță ale cîmpului electric în regiunile joncțiunii p—n care se învecinează cu suprafața. În cazul acesta intensitatea

Scanned with CamScanner

cîmpului electric în joncțiune poate să scadă sau crească foarte mult ducînd la îngustarea sau lărgirea excesivă a joncțiunii $p—n$ în regiunile de contact cu suprafața semiconductorului. În cazul cînd lărgimea joncțiunii $p—n$ devine în aceste regiuni foarte mică (fapt care se întîmplă de obicei cînd semnul sarcinilor spațiale este de sens contrar semnului sarcinilor purtătorilor majoritari din semiconductor), atunci are loc străpungerea joncțiunii chiar la tensiuni electrice normale. Micșorarea valorii permitivității dielectrice a mediului de la suprafața semiconductorului mărește probabilitatea de străpungere a joncțiunii $p—n$. De aceea pentru micșorarea acestei probabilități suprafața semiconductorilor (joncțiunilor p—n) se pasivează, adică se procedează la acoperirea lor cu lacuri protectoare, pelicule dielectrice (cu ε mare).

Tabelul 2

I. Diode românești

Tipul diodei	Materialul semiconductor	V_I(V)	Caracteristici generale			Utilizare
			I_D (max.) mA	I_D(mA) (min.)	I_I (μA) (max.)	
EFD-106	Germaniu	25	30	5 (IV)	200 (24 V)	Detecție video
EFD-107	Germaniu	10	20	5 (IV)	200 (10 V)	Detecție audio
EFD-115	Germaniu	45	30	3 (IV)	300 (45 V)	Detecție audio
EFD-108	Germaniu	100	30	5 (IV)	250 (180 V)	Pentru tensiuni medii
EFD-115	Germaniu	45	30	6 (IV)	100 (30 V)	Discriminator
DR-306	Siliciu	600	400	160	10 (600 V)	Redresoare
EFR 135/B	Germaniu	100	15 000	6 500	350 (150 V)	Redresoare de putere
KS 1160	Siliciu	1 000	60 000	—	5 000 [1 000 V)	Redresoare de putere
T 38	Siliciu	1 800	350 A	—	6 mA (1 300 V)	Redresoare de putere
DZ 310	Siliciu	9,5—10,6	6 200	—	100 nA (10 V)	Stabilizator de tensiune

II. Diode străine

Nr. crt.	Tipul detectorului	$R_{intrare}$ Ω	Frecvența de lucru MHz	Tipul construcției
1	1 N 25	100—400	1 000	Tip patron
2	1 N 21 D	350—450	3 060	Tip cartuș (patron)
3	1 N 150	250—500	6 750	"
4	1 N 23 WE	335—465	9 375	"
5	TH 8123 D	300—500	9 375	"
6	MA-402	365—565	16 000	Coaxială
7	1 N 26 A	300—600	23 984	Coaxială
8	1 N 53 B	400—800	34 860	Coaxială
9	CR 4 T 5	—	34 860	Ghid de undă

Scanned with CamScanner

În tabelul 2 se dau parametrii unor diode cu contact punctiform care se fabrică la noi în țară, precum și parametrii unor diode străine pentru lucrul la frecvențe ultraînalte.

Diodele redresoare de mică și mare putere cu joncțiune plană se fac de obicei din siliciu. Germaniul este mai rar întrebuințat, fiind cel mult folosit pentru fabricarea diodelor de mică putere și a diodelor detectoare. Diodele cu siliciu au curenți inverși mai mici și în același timp căderea de tensiune directă este mai mare decît la diodele făcute pe bază de germaniu sau de alte materiale.

Întrucît grosimea joncțiunii p—n la aceste diode este apreciabilă, pentru ele este aplicabilă teoria difuziei.

Scanned with CamScanner

CAPITOLUL

6

Teoria joncţiunilor p-n-p Tranzistorul în regim staţionar şi în curent alternativ (semnale mici)

6.1. Consideraţii generale

În 1948 Bardeen J. şi Brattain W. au descoperit principiul de funcţionare a triodei amplificatoare pe bază de cristale semiconductoare [14]. Nou dispozitiv — numit şi tranzistor — putea îndeplini aceleaşi funcţii ca şi trioda cu vid, avînd în acelaşi timp unele avantaje esenţiale în comparaţie cu tuburile electronice.

Din punct de vedere istoric prima dată a fost elaborat şi descris tranzistorul cu contacte punctiforme. Acesta constă dintr-o plăcuţă de germaniu la suprafaţa căreia pe una şi aceeaşi parte se aplică doi electrozi ascuţiţi [15]. Aceste contacte împreună cu electrozii de ieşire poartă numele de emitor şi colector, avînd analogie cu electrozii catod şi respectiv anod dintr-un tub electronic. Pe partea opusă a plăcuţei semiconductoare se află un contact plan numit bază (fig. 95). Tot ansamblul se plasează într-o capsulă protectoare care poate avea diferite forme şi dimensiuni.

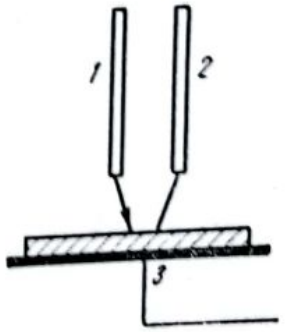


Fig. 95. Schema unui tranzistor cu contacte punctiforme.
1 — emitor; 2 — colector; 3 — baza.

În 1949 Shockley W. a elaborat teoria tranzistorului cu joncţiuni plane [16]. Acest tranzistor este alcătuit din două joncţiuni p—n plane realizate într-unul şi acelaşi monocristal semiconductor (fig. 96). În funcţie de modul în care alternează tipul de conductibilitate se pot deosebi tranzistori de tip p—n—p sau de tip n—p—n. Cele două joncţiuni poartă denumirile de joncţiunea emitor-bază (sau joncţiunea emitorului) şi respectiv joncţiunea

Scanned with CamScanner

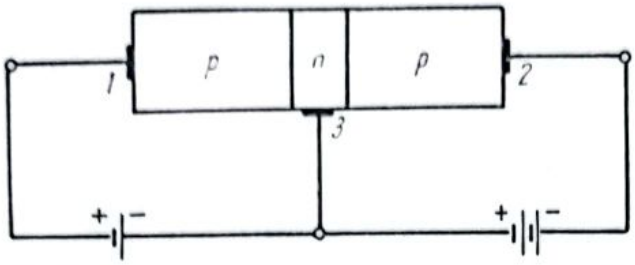


Fig. 96. Schema unui tranzistor cu joncțiuni plane.
1 — emitor; 2 — colector; 3 — baza.

bază-colector (sau joncțiunea colectorului). Pentru funcționarea normală a tranzistorului se cere ca joncțiunea emitorului să fie polarizată direct, iar joncțiunea colectorului să fie alimentată în sens invers (fig. 96).

În toate raționamentele următoare, se va considera numai cazul unidimensional, adică se presupune că mișcarea purtătorilor de sarcini se face numai în direcția axei ox.

Considerînd la început că cele două joncțiuni sînt independente între ele, structura lor energetică, în absența cîmpului electric exterior, va fi cea din figura 97, *a*.

Dacă prima joncțiune se alimentează în sens direct (minus pe regiunea de tip n), atunci înălțimea barierei de potențial se va micșora (fig. 97, *b*), numărul golurilor care trec din stînga spre dreapta și al electronilor care trec din regiunea n spre regiunea p, se vor mări. Apare fenomenul de **injecție** adică concentrația purtătorilor minoritari în vecinătatea joncțiunii p—n se va mări. Acești purtători suplimentari — de exemplu golurile — venind din domeniul p se vor răspîndi în adîncimea regiunii n pînă la o distanță de ordinul lungimii lor de difuzie. Ca urmare a creșterii concentrației purtătorilor în regiunea imediat învecinată cu joncțiunea p—n, rezistența acestei regiuni (din domeniul n) va scădea. Una din condițiile de bază pentru funcționarea tranzistorului este aceea ca lărgimea $2w$ a regiunii centrale (bază) să fie mai mică decît lungimea de difuzie a golurilor (în cazul tranzistorului de tip p—n—p). Numai în acest caz fluxul de goluri injectat din regiunea p prin baza de tip n va putea ajunge la joncțiunea colectorului fără să sufere recombinări cu electronii din bază. Întrucît joncțiunea colectorului este alimentată în sens invers, rezistența respectivei joncțiuni va crește foarte mult, ceea ce permite includerea unei rezistențe de sar-

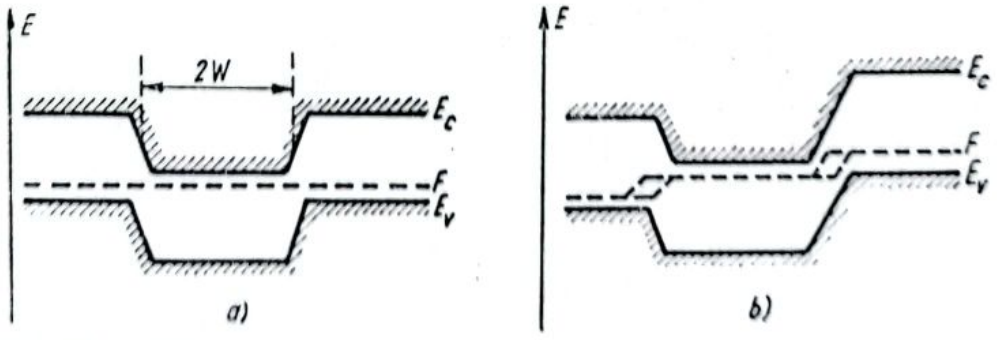


Fig. 97. — Schema zonelor energetice pentru un tranzistor tip p—n—p; reprezentarea unidimensională.

Scanned with CamScanner

cină destul de mare în circuitul colectorului. Polarizarea inversă a joncțiunii colectorului face ca bariera de potențial să crească (fig. 97). Cîmpul electric total al joncțiunii bază-colector va favoriza puternic însă trecerea spre colector a golurilor provenite de la emitor. În acest fel curentul de goluri injectate din emitor va cuprinde întreg tranzistorul. În domeniul p al joncțiunii emitorului concentrația de goluri este foarte mare în comparație cu concentrația purtătorilor minoritari, astfel încît curentul de electroni din emitor în bază este foarte mic. Curentul electronilor care trec din bază (tip n) în emitor nu are o valoare apreciabilă în raport cu curentul golurilor injectate din emitor în bază pe de o parte, deoarece bariera de potențial emitor-bază se opune trecerii electronilor, iar pe de altă parte întotdeauna rezistivitatea bazei se alege mult mai mare decît rezistivitatea emitorului. Această din urmă condiție — care corespunde cazului real al tranzistorilor cu joncțiuni plane — se poate scrie sub forma :

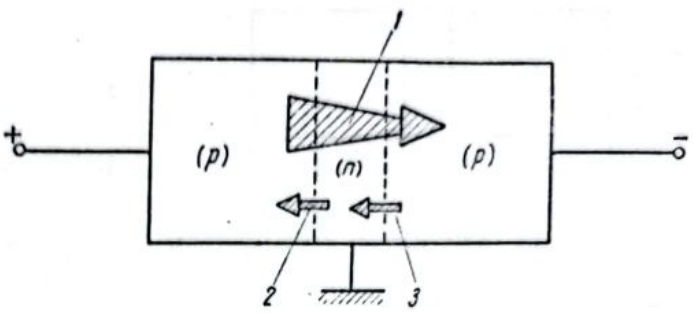


Fig. 98. — Schema curenților într-un tranzistor.
1 — curentul de goluri (curent principal); 2 — curentul electronilor din bază în emitor; 3 — curentul invers al electronilor generați termic în colector.

$$p_p \gg n_n, \qquad 6.1.1$$

adică concentrația purtătorilor majoritari din bază să fie mult mai mică decît concentrația purtătorilor majoritari din emitor.

Curentul invers al joncțiunii colectorului produs de electronii generați termic în colector va putea fi în primă aproximație neglijat ; aceasta deoarece electronii generați în colector trec în bază de unde numai în număr foarte mic trec mai departe în emitor (fig. 98).

Astfel curentul într-un tranzistor $p—n—p$ este în principal un curent de goluri (într-un tranzistor de tip $n—p—n$ curentul principal va fi un curent de electroni). Dacă se aplică un mic semnal între emitor și bază, atunci în circuitul colectorului de pe o rezistență de sarcină mare, se culege un semnal mult amplificat. Într-adevăr, datorită rezistenței mici a joncțiunii emitorului polarizată în sens direct, curentul alternativ de goluri (curentul emitorului modulat de semnalul alternativ aplicat) va fi egal cu raportul $V_{intrare}/r_{emitor}$.

Pentru o mai bună adaptare rezistența de sarcină R_s se ia de obicei de același ordin cu rezistența colectorului r_c, ca atare tensiunea alternativă de ieșire culeasă de pe rezistența de sarcină va fi dată de produsul $r_c I_{colector}$. Raportul dintre tensiunea de ieșire și tensiunea de intrare, adică amplificarea în tensiune, este proporțional cu raportul mare dintre rezistența colectorului și rezistența emitorului, deci tranzistorul lucrează ca element amplificator.

Scanned with CamScanner

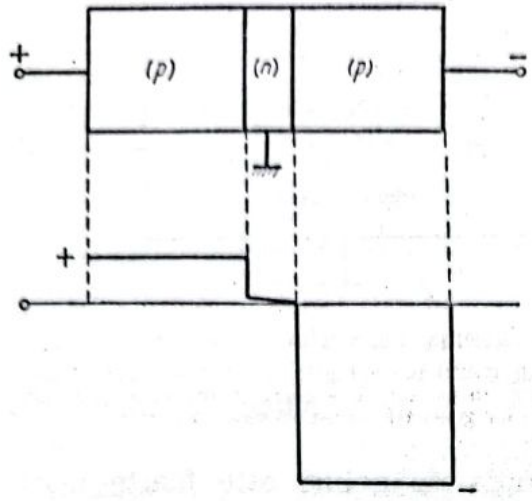


Fig. 99. — Distribuția diferenței de potențial aplicate tranzistorului $p—n—p$.

Datorită rezistenței ridicate a colectorului, cea mai mare parte a tensiunii externe va cădea pe această regiune. De altfel, tensiunea aplicată între bază și colector este cu mult mai mare decît tensiunea aplicată între emitor și bază. Conform relației :

$$r_e << r_b << r_c \qquad 6.1.2$$

care există între rezistențele emitorului, bazei și colectorului, rezultă că distribuția diferenței de potențial aplicată tranzistorului va fi cea din figura 99.

Cîmpul electric în domeniul bazei este practic nul, pe de-o parte deoarece căderea de tensiune în regiunea bazei este foarte mică (fig. 99), iar pe de altă parte cîmpul introdus de purtătorii minoritari care apar în bază datorită injecției (p_n), este compensat aproape instantaneu de cîmpul purtătorilor majoritari (n_n).

În regiunea colectorului există un cîmp electric datorat prezenței sarcinii spațiale care se întinde pe un domeniu de lărgime δ (fig. 100). Acest cîmp favorizează trecerea spre colector a fluxului de goluri injectate de emitor în bază, flux care determină și valoarea curentului colectorului. Pentru ca acest curent să fie cît mai apreciabil se cere ca valoarea curentului invers (curentul de electroni) din bază spre emitor, să fie cît mai mică.

Pentru a aprecia raportul dintre valoarea curentului de goluri injectate de către emitor în bază și curentul invers de electroni se introduce noțiunea de *eficiență a emitorului* sau *coeficientul de injecție*, definită prin relația :

$$\gamma = \frac{J_p}{J_p + J_n} = \frac{1}{1 + \frac{J_n}{J_p}}. \qquad 6.1.3$$

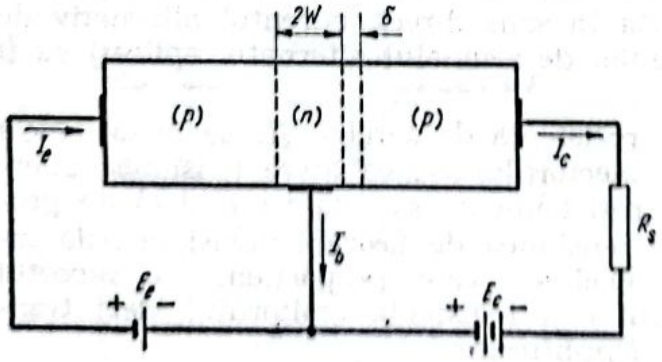


Fig. 100. — Schema de alimentare în curent continuu a unui tranzistor.

Scanned with CamScanner

Se vede că eficiența emitorului reprezintă raportul dintre curentul de goluri al emitorului și curentul total de emitor.

Deși, prin construcție se alege $2w \ll L_p$, totuși în bază un număr oarecare de goluri se va recombina întrucît întotdeauna vor exista goluri care au lungimi de difuzie mai mici decît lărgimea $2w$ a bazei (fenomenul difuziei golurilor fiind un fenomen statistic, lungimea lor de difuzie L_p va reprezenta o valoare medie pentru goluri). În acest caz curentul de goluri care ajunge în colector va fi ceva mai mic decît curentul total de goluri injectate din emitor în bază. Se introduce mărimea denumită *factor de transport* a golurilor prin bază, care prin definiție este egal cu raportul dintre curentul de goluri care trec în colector și curentul de goluri al emitorului :

$$B = \frac{J_{pc}}{J_{pe}}. \qquad 6.1.4$$

Pentru golurile care se recombină în bază corespunde un curent J_r de recombinare. Numărul suplimentar de electroni egal cu numărul de goluri cu care se recombină este introdus prin contactul ohmic al bazei de la o baterie exterioară. În majoritatea tranzistorilor pentru B se ia o valoare aproximativ egală cu unitatea, deoarece curentul J_r de recombinare în bază este în general foarte mic.

În cele ce urmează se va căuta o expresie pentru curentul colectorului în funcție de eficiența emitorului, curentul de emitor și de factorul de transport al golurilor prin bază. Toate considerațiile se vor face în continuare pentru tranzistorul de tip $p—n—p$, raționamentele pentru tranzistorul de tip $n—p—n$ fiind întrutotul analoage.

După cum s-a arătat în paragraful 5.4, concentrația golurilor în domeniul p la granița joncțiunii $p—n$, este egală cu (v. 5.4.28) :

$$p = p_n \cdot e^{\frac{eV}{kT}} \qquad 6.1.5$$

unde p_n reprezintă concentrația purtătorilor minoritari în absența cîmpului electric exterior (la echilibru), (fig. 101).

La fel, în cazul joncțiunilor $p—n—p$, concentrația golurilor în bază la granița cu emitorul va crește pe seama injecției după o lege de forma 6.1.5. Dacă se ia originea axelor de coordonate în planul joncțiunii emitorului, se poate scrie :

$$p(0) = p_n \cdot e^{\frac{eV_e}{kT}}, \qquad 6.1.6$$

unde V_e reprezintă căderea de tensiune pe emitor.

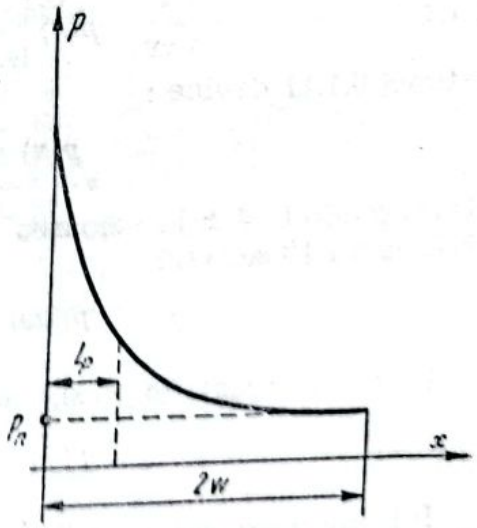


Fig. 101. — Distribuția concentrației purtătorilor de neechilibru în bază, în urma injecției; lărgimea $2w$ a bazei este în acest caz mult mai mare decît lungimea de difuzie L_p.

Scanned with CamScanner

Concentrația de goluri (injectate) la granița cu colectorul se va micșora, deoarece $V_c<0$ (joncțiunea colectorului este polarizată invers) :

$$p(2w) = p_n \cdot e^{-\frac{eV_c}{kT}}. \qquad 6.1.7$$

Pentru analiza modului în care se răspîndesc golurile injectate în bază, se scrie expresia densității de curent (v. 5.4.9) :

$$J_p = e \cdot p \cdot \mu_p \cdot E - eD_p \frac{dp}{dx}. \qquad 6.1.8$$

Întrucît domeniul bazei se caracterizează printr-un cîmp electric practic neglijabil, nu se va lua în considerație decît curentul de difuzie (curentul de cîmp fiind neglijat). Atunci curentul emitorului j_{pe}, care este egal cu curentul de goluri injectate în bază se scrie (neglijînd în 6.1.8 curentul de cîmp) :

$$J_p = -e \cdot D_p \frac{dp}{dx} = -J_{pe} \qquad 6.1.9$$

sau :

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{J_{pe}}{e \cdot D_p}. \qquad 6.1.10$$

Prin integrare se obține :

$$p(x) = -\frac{J_{pe} \cdot x}{e \cdot D_p} + C. \qquad 6.1.11$$

Ținînd seama de condiția la limită 6.1.6 rezultă :

$$p(x)\Big|_{x=0} = p(0) = p_n e^{\frac{eV_e}{kT}}. \qquad 6.1.12$$

Atunci 6.1.11 devine :

$$p(x) = -\frac{J_{pe} \cdot x}{e \cdot D_p} + p(0). \qquad 6.1.13$$

Presupunînd că x ia valoarea $2w$ (valoarea lui x la granița bază-colector) relația 6.1.13 se scrie :

$$p(2w) = -\frac{J_{pe} \cdot 2w}{eD_p} + p(0). \qquad 6.1.14$$

De aici se scoate expresia curentului de emitor :

$$J_{pe} = \frac{e \cdot D_p}{2w} [p(0) - p(2w)]. \qquad 6.1.15$$

Înlocuind pe $p(0)$ și $p(2w)$ cu expresiile lor din 6.1.6 și 6.1.7, rezultă :

$$J_{pe} = \frac{eD_p \cdot p_n}{2w}\left(e^{\frac{eV_e}{kT}} - e^{-\frac{eV_c}{kT}}\right). \qquad 6.1.16$$

Scanned with CamScanner

De obicei tensiunea aplicată la colector este destul de mare astfel încît $eV_c >> kT$, ceea ce permite neglijarea exponențialei $e^{-\frac{eV_e}{kT}}$:

$$J_{pe} = \frac{e \cdot D_p p_n}{2w} e^{\frac{eV_e}{kT}}. \qquad 6.1.17$$

Înlocuind pe 6.1.6 și 6.1.17 în 6.1.13 se obține :

$$p(x) = p_n \cdot e^{-\frac{eV_e}{kT}} - \frac{x}{eD_p} \cdot \frac{e \cdot D_p \cdot p_n}{2w} \cdot e^{\frac{eV_e}{kT}} \qquad 6.1.18$$

sau :

$$p(x) = p_n \cdot e^{\frac{eV_e}{kT}} \left(1 - \frac{x}{2w}\right). \qquad 6.1.19$$

Această expresie este utilă pentru calcularea curentului de recombinare în bază J_r. Dacă pentru volumul unitate $\frac{p-p_n}{\tau_p}$ reprezintă termenul care definește recombinarea golurilor într-o secundă, pentru volumul dx numărul de recombinări va fi proporțional cu dx :

$$\frac{p-p_n}{\tau_p} \cdot dx. \qquad 6.1.20$$

Pentru întreg domeniul bazei se va integra între limitele 0 și $2w$:

$$J_r = \int_0^{2w} \frac{p-p_n}{\tau_p} \cdot dx = \frac{ep_n}{\tau_p} \int_0^{2w} \left[e^{\frac{eV_e}{kT}} \left(1 - \frac{x}{2w}\right) - 1\right] dx \qquad 6.1.21$$

$$J_r = \frac{ep_n}{\tau_p} \left[e^{\frac{eV_e}{kT}} \cdot x \Big|_0^{2w} - \frac{x^2}{2 \cdot 2w} \Big|_0^{2w} \cdot e^{\frac{eV_e}{kT}} - x\right]_0^{2w} \qquad 6.1.22$$

$$J_r = \frac{ep_n}{\tau_p} \left[2w \cdot e^{\frac{eV_e}{kT}} - \frac{(2w)^2}{2 \cdot 2w} \cdot e^{\frac{eV_e}{kT}} - 2w\right]. \qquad 6.1.23$$

După unele calcule simple se obține în final :

$$J_r = \frac{ep_n}{2\tau_p} 2w \left(e^{\frac{eV_e}{kT}} - 2\right). \qquad 6.1.24$$

Întrucît $eV_e \gg kT$ 6.1.24 se poate scrie :

$$J_r = \frac{ep_n}{2\tau_p} 2w \cdot e^{\frac{eV_e}{kT}}. \qquad 6.1.25$$

Scanned with CamScanner

Curentul de colector se obține prin scăderea curentului de recombinare J_r din curentul total de goluri al emitorului :

$$J_{pc} = J_{pe} - J_r.$$

Conform relației 6.1.4 factorul de transport se va scrie :

$$B = \frac{J_{pc}}{J_{pe}} = \frac{J_{pe} - J_r}{J_{pe}} = 1 - \frac{J_r}{J_{pe}} \qquad 6.1.26$$

sau înlocuind pe J_r și J_{pe}:

$$B = 1 - \frac{e \cdot 2w \cdot p_n \cdot 2w \cdot e^{\frac{eV_e}{kT}}}{2\tau_p \cdot eD_p \cdot p_n \cdot e^{\frac{eV_e}{kT}}} = 1 - \frac{(2w)^2}{2D_p} \cdot \frac{1}{\tau_p} \qquad 6.1.27$$

$$B = 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{2w}{L_p}\right)^2.$$

Curentul de goluri al colectorului se poate exprima cu ajutorul factorului de transport :

$$J_{pc} = BJ_{pe} = J_{pe}\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{2w}{L_p}\right)^2\right]. \qquad 6.1.28$$

La fel curentul de recombinare în regiunea bazei se poate exprima în funcție de B (v. 6.1.26) :

$$J_r = (1 - B)J_{pe}. \qquad 6.1.29$$

După cum s-a mai arătat curentul total al emitorului constă din curentul de goluri J_{pe} și din curentul J_{ne} al electronilor injectați din bază. Prin aplicarea cîmpului electric extern, concentrația electronilor în emitor la granița cu baza se ridică la o valoare mai mare decît cea de echilibru și este egală cu :

$$n_{pr} = n_p\, e^{\frac{eV_e}{kT}}. \qquad 6.1.30$$

Acești electroni pătrunzînd în emitor vor difuza în adîncimea regiunii p a cărei lățime este cu mult mai mare decît lungimea de difuzie a electronilor (L_n). În acest caz, curentul electronic va fi dat de ecuația 5.4.37, *b* :

$$J_n\Big|_{x=-l_p} = \frac{eD_n \cdot n_p}{L_n}\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right), \qquad 6.1.31$$

Scanned with CamScanner

B.C.U. „M. EMINESCU" IAȘI

unde $x=-l_p$ reprezintă punctul de graniță la joncțiunea $p—n$ (v. fig. 71).

Ținînd seama că $V_e \gg \frac{kT}{e}$, rezultă :

$$J_{ne} = \frac{eD_n n_p}{L_n} \cdot e^{\frac{eV_e}{kT}}. \qquad 6.1.32$$

Atunci curentul total al emitorului se scrie :

$$J_e = J_{ne} + J_{pe} = \frac{eD_n n_p}{L_n} \cdot e^{\frac{eV_e}{kT}} + \frac{ep_n D_p}{2w} \cdot e^{\frac{eV_e}{kT}}. \qquad 6.1.33$$

Eficiența emitorului dată de raportul J_{pe}/J_e se poate scrie :

$$\gamma = \frac{J_{pe}}{J_{ne} + J_{pe}} = \frac{1}{1 + \frac{J_{ne}}{J_{pe}}}. \qquad 6.1.34$$

În primă aproximație se poate considera că cei doi curenți de injecție (J_{pe} și J_{ne}) sînt proporționali cu concentrațiile purtătorilor majoritari din regiunile respective. În plus, dacă se ține seama și de egalitățile $\frac{n_p}{p_n} = \frac{n_n}{p_p}$ și $eD = \mu kT$, relația 6.1.34 devine :

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{J_{ne}}{J_{pe}}} = \frac{1}{1 + \frac{D_n n_p \cdot 2w}{D_p p_n \cdot L_n}} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_b \cdot 2w}{\sigma_e \cdot L_n}}. \qquad 6.1.35$$

La această expresie s-a ajuns înlocuind în 6.1.34 expresiile curenților de injecție. σ_b reprezintă conductibilitatea electrică în bază, și este o conductibilitate de tip n : $\sigma_b = \mu_n \cdot e \cdot n_n$. La fel $\sigma_e = e\mu_p \cdot p_p$ — reprezintă conductibilitatea în emitor.

În funcție de eficiența emitorului, curentul de goluri al emitorului se scrie :

$$J_{pe} = \gamma J_e = \frac{J_e}{1 + \frac{\sigma_b \cdot 2w}{\sigma_e \cdot L_n}}. \qquad 6.1.36$$

Termenul $\frac{\sigma_b \cdot 2w}{\sigma_e \cdot L_n}$ este mult mai mic decît unitatea, întrucît $\sigma_e \gg \sigma_b$ (cazul practic). De aceea expresia $\frac{1}{1 + \frac{\sigma_b \cdot 2w}{\sigma_e \cdot L_n}}$ se poate dezvolta în serie și păstrînd doar primii doi termeni, se obține următoarea relație pentru J_{pe} :

$$J_{pe} = \left(1 - \frac{\sigma_b \cdot 2w}{\sigma_e \cdot L_n}\right) J_e. \qquad 6.1.37$$

Scanned with CamScanner

Din relația $\gamma = \frac{J_{pe}}{J_{pe}+J_{ne}}$ se poate scoate expresia curentului de electroni al emitorului :

$$1-\gamma = 1-\frac{J_{pe}}{J_{pe}+J_{ne}} = \frac{J_{pe}+J_{ne}-J_{pe}}{J_{pe}+J_{ne}}$$

sau :

$$J_{ne} = J_e\,(1-\gamma) \approx J_{pe}\,(1-\gamma). \qquad 6.1.38$$

Curentul total al colectorului este practic egal cu curentul de goluri J_{pc} (curentul de electroni al colectorului este, după cum se va vedea, foarte mic). Conform relației 6.1.26 se poate scrie :

$$J_{pc} = B\,J_{pe} \approx J_c. \qquad 6.1.39$$

Curentul total al colectorului este de fapt dat de suma :

$$J_c = B\,J_{pe} + J_{co}, \qquad 6.1.40$$

unde J_{co} reprezintă curentul invers al joncțiunii colectorului. Acest curent se poate calcula folosind formula 5.4.38, în care în loc de L_p se ia $2w$ (deoarece $2w<L_p$) :

$$J_{c0} = e\left(\frac{D_n n_p}{L_n}+\frac{D_p\cdot p_n}{2w}\right)\left(e^{\frac{eV_c}{kT}}-1\right). \qquad 6.1.41$$

Ținînd seama că $|V_c|>\frac{kT}{e}$ relația 6.1.41 devine :

$$J_{c0} \approx -e\left(\frac{D_n n_p}{L_n}+\frac{D_p\cdot p_n}{2w}\right). \qquad 6.1.42$$

Înlocuind pe J_{pe} cu expresia sa din 6.1.36, relația 6.1.39 devine :

$$J_c = B\cdot\gamma\cdot J_e. \qquad 6.1.43$$

În funcție de expresia 6.1.17 a curentului de goluri al emitorului, relația 6.1.39 pentru curentul de colector devine :

$$J_c = B\,\frac{e\cdot D_p p_n}{2w}\cdot e^{\frac{eV_e}{kT}} = f\,(V_e). \qquad 6.1.44$$

Componenta electronică a curentului de colector creată de electronii care trec din colector în bază, se poate calcula ținînd seama că la granița bază-colector concentrația electronilor este dată de relația :

$$n_{gr} = n_p\cdot e^{-\frac{eV_c}{kT}}. \qquad 6.1.45$$

Scanned with CamScanner

Curentul creat de acești purtători are, conform formulei 5.4.37, expresia:

$$J_{nc} = \frac{e \cdot D_n n_p}{L_n}\left(e^{\frac{eV_c}{kT}} - 1\right) \simeq -\frac{e \cdot D_n \cdot n_p}{L_n}, \qquad 6.1.46$$

întrucît pentru $-V_c \gg \frac{kT}{e}$, exponențiala tinde spre zero.

După cum reiese din relațiile 6.1.32 și 6.1.46, curentul de electroni al colectorului este de $e^{\frac{eV_e}{kT}}$ ori mai mic decît componenta electronică a curentului de emitor, de aceea curentul de colector se poate considera practic egal cu curentul de goluri provenite de la emitor.

Polarizarea bazei se face în așa fel încît la contactul cu baza să se creeze un strat de baraj pentru golurile injectate din emitor. În acest caz golurile injectate în bază nu se vor scurge prin electrodul bazei, ci vor merge mai departe la colector. Astfel curentul care va ieși prin electrodul de bază va fi un curent numai de electroni (fluxul de goluri trecînd mai departe la colector), fiind format din curentul de electroni al emitorului, curentul de recombinare în regiunea bazei și din componenta electronică a curentului de colector :

$$J_b = J_{ne} + J_{nc} + J_r. \qquad 6.1.47$$

Ținînd seama că $J_{nc} \ll J_{ne}$ și înlocuind pe J_{ne} și J_r cu expresiile lor din 6.1.29 și 6.1.38, relația 6.1.47 devine :

$$J_b = J_{ne} + J_r = J_e(1 - \gamma) + (1 - B) J_{pe}. \qquad 6.1.48$$

Înlocuind pe J_p cu expresia sa γJ_e se poate scrie (fig. 102) :

$$J_b = J_e(1 - \gamma) + \gamma(1 - B) J_e = J_e(1 - B\gamma). \qquad 6.1.49$$

Din relația 6.1.44 se vede că valoarea curentului de colector depinde de tensiunea V_e aplicată între emitor și bază. Variind această tensiune, va varia și fluxul de goluri injectat din emitor în colector prin regiunea bazei. În acest fel acțiunea bazei este similară cu acțiunea pe care o are grila din trioda cu vid. La fel ca și tubul electronic, tranzistorul poate fi folosit pentru amplificarea semnalelor alternative. În schema

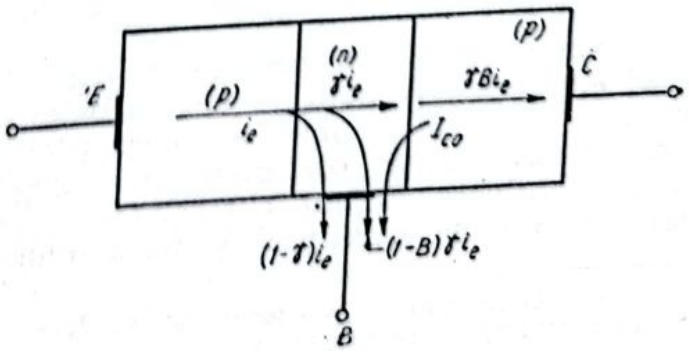


Fig. 102. — Distribuția curenților într-un tranzistor $p - n - p$.

Scanned with CamScanner

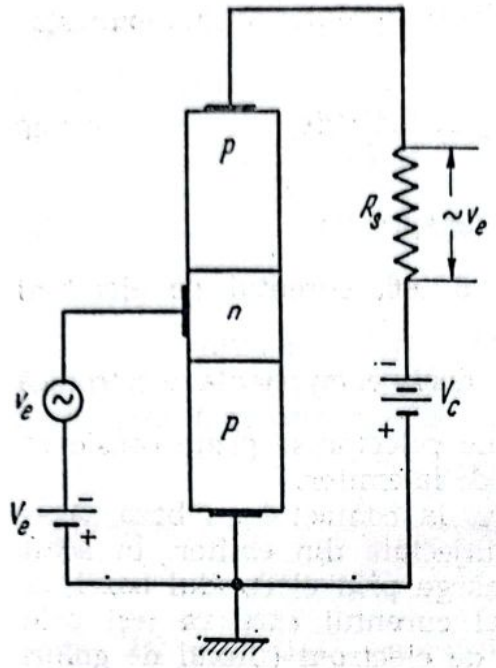


Fig. 103. — Schema de amplificare a semnalelor, alternative cu ajutorul unui tranzistor în schema *EC*.

de montaj cu emitorul comun (a se vedea în capitolul următor diferite scheme de conectare a unui tranzistor), semnalul alternativ v_e se aplică între emitor și bază (așa cum la tubul electronic se aplică între catod și grilă). În figura 103 este reprezentată schema de montaj cu emitorul comun (la masă). Semnalul amplificat v_c se va culege de pe rezistența de sarcină R_s. Evident că tranzistorul are cele două joncțiuni astfel polarizate (cu ajutorul tensiunilor continue V_e și V_c) încît să fie asigurată o funcționare normală a acestuia.

Este necesar să se precizeze că toate relațiile deduse anterior se referă la densități de curent; curentul total se află înmulțind densitatea de curent cu aria secțiunii prin care trec purtătorii de sarcini, în cazul tranzistorului cu joncțiuni plane, cu aria A a unei joncțiuni. Astfel curenții totali de emitor, bază și de colector vor fi egali cu $I_c = J_e A$, $I_b = J_b \cdot A$, și respectiv $I_c = J_e \cdot A^*$.

Atît eficiența emitorului γ cît și coeficientul de transport B sînt parametrii interni ai tranzistorului. În practică mult mai comod este să se folosească parametrul α — numit și coeficientul de transmitere a curentului la bornele exterioare, sau factor de curent. Acest factor de curent se definește — în schema cu bază comună — ca fiind egal cu raportul dintre curentul J_c (curentul de goluri) și curentul de emitor J_e:

$$\alpha = \frac{J_c}{J_e}. \qquad 6.1.50$$

Din relația 6.1.43 rezultă că acest raport este egal cu $\gamma \cdot B$.

Ținînd seama de această notație relația 6.1.43 devine :

$$J_c = \alpha_0 J_e. \qquad 6.1.51$$

De obicei factorul de curent definit prin relația 6.1.50 se notează cu α_0, înțelegîndu-se prin indicele „0" că toate considerațiile sînt făcute pentru variații suficient de mici ale curenților și tensiunilor unui tranzistor (sau pentru curent continuu). În regim variabil la semnale mici se poate considera că atît curenții cît și tensiunile variabile reprezintă mici variații ale curenților și tensiunilor constante ale unui tranzistor.

* În continuare se va lucra tot cu densitățile de curent J, deși se folosește denumirea improprie de curenți.

Scanned with CamScanner

Pentru definirea parametrilor unui tranzistor pentru regim variabil și semnale mici se poate apela la comportarea tranzistorului în curent continuu, numai dacă frecvențele de lucru sînt foarte joase astfel încît regimul să poată fi considerat (cu aproximație) ca fiind cvasistaționar.

În acest caz *factorul de amplificare în curent* se definește ca fiind egal cu raportul dintre variația curentului de colector ($I_c = I_2$) și curentul de intrare (I_1) al tranzistorului. În montajul cu baza comună factorul de amplificare în curent este dat de :

$$\alpha_b = \left(\frac{\partial J_2}{\partial J_1}\right)_{V_2=const.} = \left(\frac{\partial J_c}{\partial J_e}\right)_{V_c=const.} \qquad 6.1.52$$

În montajul cu emitorul la masă (EM) factorul de amplificare în curent se definește ca fiind dat de raportul :

$$\left(\frac{\partial J_c}{\partial I_b}\right)_{V_c=const.} = \frac{A \cdot J_e \cdot AE\gamma}{A \cdot J_e \cdot (1-\gamma\beta)} = \alpha_e \qquad 6.1.53$$

sau :

$$\alpha_e = \frac{B\gamma}{1-B\gamma} = \frac{\alpha}{1-\alpha}. \qquad 6.1.53,\ a$$

Expresiile 6.1.27 și 6.1.35 pentru factorul de transport B și respectiv eficiența emitorului γ au fost deduse în aproximația $V_e, V_c \gg \frac{kT}{e}$. În caz contrar atît γ, B cît și produsul lor $\alpha_0 = \gamma \cdot B$ vor depinde de tensiunea de colector cît și de tensiunea de emitor într-un mod destul de complicat [17]. Factorul de amplificare în curent α pentru montajul cu baza comună (la masă) în regim cvasistaționar, diferă, în general, de factorul de curent α_0 care depinde de tensiunea de emitor pentru valori mici ale tensiunii de colector. Pentru tensiuni de colector mari, se poate considera că α_0 nu mai depinde de V_e și ca atare :

$$\alpha_b \simeq \alpha_0. \qquad 6.1.54$$

În acest caz factorul de amplificare în curent pentru montajul cu emitorul la masă se poate scrie :

$$\alpha_e \simeq \frac{\alpha_0}{1-\alpha_0}. \qquad 6.1.53,\ b$$

În mod analog factorul de amplificare în curent pentru montajul cu colectorul la masă (CM) se găsește a fi (v. 6.1.46) :

$$\alpha_c = \left(\frac{\Delta J_e}{\Delta J_b}\right)_{Ve=const} = \frac{J_e}{J_e(1-\gamma\beta)} \qquad 6.1.55$$

sau :

$$\alpha_c = \frac{!}{1-\alpha_0}. \qquad 6.1.55,\ a$$

Scanned with CamScanner

Întrucît $J_c < J_e$, rezultă din relația 6.1.50 care definește factorul de curent în regim staționar, că α_0 (deci și α_b) este mai mic decît unitatea. Pentru montajele *EM* și *CM* în regim cvasistaționar rezultă factori de amplificare mai mari ca 1 (vezi 6.1.53, *b* și 6.1.55, *a*).

Panta S și rezistența internă a joncțiunii colectorului, R_i. Panta S este egală cu raportul dintre variația curentului de colector I_c și variația tensiunii V_e dintre emitor și bază :

$$S = \left(\frac{\partial I_c}{\partial V_e}\right)_{V_c=const} = \frac{\partial}{\partial V_e}\left(A \cdot B \frac{e \cdot D_p \cdot p_n}{2w} e^{\frac{eV_e}{kT}}\right)_{V_e=const} \qquad 6.1.56$$

$$S = A \frac{e \cdot D_p \cdot p_n}{2w} B \frac{e}{kT} \cdot e^{\frac{eV_e}{kT}} .$$

Înmulțind și împărțind cu γ și ținînd seama de relația $\alpha = \gamma B$ și de expresia curentului total de emitor rezultă :

$$S = \frac{\alpha \cdot e}{kT} I_e = \frac{e I_c}{kT}. \qquad 6.1.57$$

Se vede că panta S crește proporțional cu curentul total de emitor I_e.

Rezistența internă a joncțiunii colectorului se definește prin mărimea $\frac{1}{R_i}$ egală cu raportul dintre variația curentului de colector și variația tensiunii pe colector :

$$R_i = \left(\frac{\partial I_c}{\partial V_e}\right)^{-1}_{V_e=const} . \qquad 6.1.58$$

Din relația 6.1.41 se vede că J_c — curentul de colector — pentru $eV_c \gg kT$ nu depinde direct de tensiunea aplicată joncțiunii de colector. Dar după cum s-a arătat în capitolul 5, lărgimea unei joncțiuni p—n depinde de tensiunea aplicată din exterior. În cazul joncțiunii bază-colector polarizată în sens invers, lărgimea joncțiunii p—n va crește. Întrucît concentrația purtătorilor în regiunea bazei este mult mai mică decît concentrația purtătorilor din colector (v. 6.1.2), rezultă că domeniul sarcinii spațiale se va distribui în principal în regiunea bazei (de rezistivitate mai mare), iar lărgimea acestui domeniu va fi dată conform relației 5.2.28 de expresia :

$$l_c = \sqrt{\frac{2\varepsilon (W_0 + e V_c)}{e^2 n_n}}. \qquad 6.1.59$$

Dacă se mărește tensiunea aplicată colectorului, va crește și mărimea l_c ceea ce duce la o micșorare a grosimii bazei care devine egală cu :

$$2w = 2w_0 - l_c (V_c), \qquad 6.1.60$$

unde $2w_0$ reprezintă grosimea bazei înainte de aplicarea tensiunii de colector. În figura 100 lărgimea l_c a sarcinii spațiale de la colector este

Scanned with CamScanner

indicată prin δ. Cu cît e mai mică lărgimea $2w_0$ a bazei pentru $l_c \to 0$, cu atît mai puternică va fi influența variației tensiunii de colector asupra grosimii bazei, deci și asupra curentului de colector. Prin micșorarea lărgimii bazei curentul de colector va crește, pe de-o parte pe seama creșterii curentului de emitor care depinde invers proporțional de mărimea $2w_0$ (v. 6.1.17), iar pe de altă parte pe seama micșorării pierderilor prin recombinarea în bază, adică pe seama măririi factorului de transport B. Totuși, întrucît $B \approx 1$, variația sa nu joacă un rol prea important și ca atare influența acestei variații asupra curentului de colector se neglijează.

Variația curentului de colector în funcție de tensiunea de colector se poate scrie sub forma :

$$\left(\frac{\partial J_c}{\partial V_c}\right)_{V_e=const} = \left(\frac{\partial J_c}{\partial (d)}\right)_{V_e=const} \cdot \frac{\partial (d)}{\partial V_c}, \qquad 6.1.61$$

unde prin d s-a notat lărgimea $2w_0$ a bazei. Ținînd seama de expresia 6.1.44 a curentului de colector și aproximînd $B \approx 1$, se poate scrie că :

$$\left(\frac{\partial J_c}{\partial d}\right)_{V_e=const} = \frac{\partial}{\partial d}\left(1 \cdot \frac{e \cdot D_p p_n}{d} e^{\frac{eV_e}{kT}}\right) \qquad 6.1.62$$

$$\left(\frac{\partial J_c}{\partial d}\right)_{V_e=const} = -e \cdot \frac{D_p \cdot p_n}{d^2} \cdot e^{\frac{eV_e}{kT}} = -\frac{J_c}{d}. \qquad 6.1.63$$

Din formulele 6.1.59 și 6.1.60 se obține :

$$\frac{\partial d}{\partial V_c} = \frac{\partial}{\partial V_c}(2w_0 - l_c) = -\frac{\partial l_c}{\partial V_c} \qquad 6.1.64$$

$$\frac{\partial l_c}{\partial V_c} = -\frac{1}{2} \frac{e(2\varepsilon)^{1/2}(W_0 + eV_c)^{1/2}}{(e^2 n_n)^{1/2}} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{l_c}{V_c + \frac{1}{e} W_0}.$$

Întrucît, de obicei $V_c \gg \frac{W_0}{e}$ se poate scrie aproximativ :

$$\frac{\partial d}{\partial V_c} \simeq -\frac{1}{2} \cdot \frac{l_c}{V_c}. \qquad 6.1.65$$

Ținînd seama de 6.1.63 și 6.1.65, relația 6.1.61 devine :

$$\left(\frac{\partial J_c}{\partial V_c}\right)_{V_e=const} = \left(-\frac{J_c}{d}\right)\left(-\frac{1}{2} \cdot \frac{l_c}{V_c}\right) = \frac{1}{2} \cdot \frac{l_c}{d} \cdot \frac{J_c}{V_c}. \qquad 6.1.66$$

Rezistența internă R_i va fi atunci egală cu :

$$R_i = \frac{2d \cdot V_c}{l_c \cdot J_c} \approx \frac{2 \cdot d \cdot V_c}{l_c \cdot J_c}. \qquad 6.1.67$$

Scanned with CamScanner

Se urmărește ca această rezistență să aibă valori mari astfel încît și rezistența de sarcină de pe care se culege semnalul amplificat să aibă de asemenea o valoare apreciabilă. Din 6.1.67 se vede că rezistența internă este cu atît mai mare cu cît este mai mare grosimea $d=2w$ a bazei și cu cît este mai subțire grosimea l_c a joncțiunii p—n, adică cu cît este mai mare concentrația n_n a electronilor în domeniul bazei. Totuși, grosimea d a bazei nu poate fi prea mult mărită, întrucît ar crește și pierderile prin recombinare, adică s-ar micșora factorul de transport B. La fel nici concentrația n_n a electronilor nu poate fi puternic mărită deoarece ar crește curentul electronic de emitor, adică γ — eficiența emitorului — s-ar micșora. Ambele căi conduc la micșorarea factorului de curent $\alpha=\gamma B$, deci la scăderea amplificării. De aceea se recurge la o situație de compromis alegînd astfel pe R_i, încît să nu scadă factorul de amplificare în curent.

6.2. Teoria tranzistorului în regim staționar. Distribuția curenților în emitor, bază și colector

Pentru a afla distribuția curenților în diferite regiuni ale tranzistorului, se va rezolva ecuația continuității pentru densitatea purtătorilor minoritari din regiunea bazei. Dacă regiunea bazei este de tip n, purtătorii minoritari, de neechilibru, vor fi golurile injectate din emitor, atunci cînd tranzistorul este alimentat normal în curent continuu (polaritate pozitivă pe emitor și negativă pe colector). Rezolvarea ecuației de continuitate permite aflarea caracterului distribuției densității golurilor injectate în regiunea n (bază) în funcție de coordonate și de tensiunile continui aplicate tranzistorului (regim staționar).

Se pornește de la următoarele ipoteze simplificatoare :

1. Se lucrează la nivele mici de injecție, astfel încît densitatea purtătorilor minoritari (golurilor) în bază să fie întotdeauna mai mică decît densitatea purtătorilor majoritari.
2. Grosimea $2w=d$ a bazei este mult mai mică decît lungimea de difuzie a purtătorilor minoritari în bază.
3. Grosimile regiunilor colectorului și emitorului sînt mult mai mari decît lungimile de difuzie a purtătorilor minoritari.

În oricare punct din regiunea bazei, densitatea golurilor se determină cu ecuația de continuitate (v. 5.4.8) :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e}\nabla i_p - \frac{p-p_n}{\tau_p}, \qquad 6.2.1$$

unde $p_n = p_0$ reprezintă concentrația golurilor în bază, în absența cîmpului electric exterior (la echilibru). În ecuația 6.2.1 termenul g — care indică generarea de perechi gol-electron, nu intervine.

Scanned with CamScanner

Neglijînd recombinarea purtătorilor minoritari la suprafața semiconductorului și considerînd spre simplitate doar cazul unidimensional, ecuația continuității pentru golurile din domeniul bazei se scrie :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e}\frac{\partial i_p}{\partial x} - \frac{p(x) - p_n}{\tau_p}. \qquad 6.2.2$$

Ținînd seama că în cazul considerat curentul de goluri este dat de relația :

$$i_p = -e D_p \frac{\partial p}{\partial x} \qquad 6.2.3$$

ecuația 6.2.2 devine :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p(x) - p_n}{\tau_p}. \qquad 6.2.4$$

În cazul staționar densitatea de goluri (sau de electroni) va depinde numai de distanță și de tensiunile constante aplicate pe emitor, bază și colector ; în acest caz $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$ și 6.2.4 se scrie :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_n}{D_p \tau_p} = 0. \qquad 6.2.5$$

Întrucît mărimea p_n este constantă (reprezintă concentrația purtătorilor minoritari în regiunea bazei, înainte de aplicarea tensiunilor de polarizare), ecuația 6.2.5 devine :

$$D_p \tau_p \frac{\partial^2 (p - p_n)}{\partial x^2} = p - p_n, \qquad 6.2.6$$

unde

$$D_p \tau_p = L_p^2.$$

Integrînd ecuația 6.2.6 se obține soluția (v. 5.4.33) :

$$p(x) - p_n = C \cdot e^{\frac{x}{L_p}} = P \cdot \mathrm{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right) + Q \cdot \mathrm{sh}\left(\frac{x}{L_p}\right). \qquad 6.2.7$$

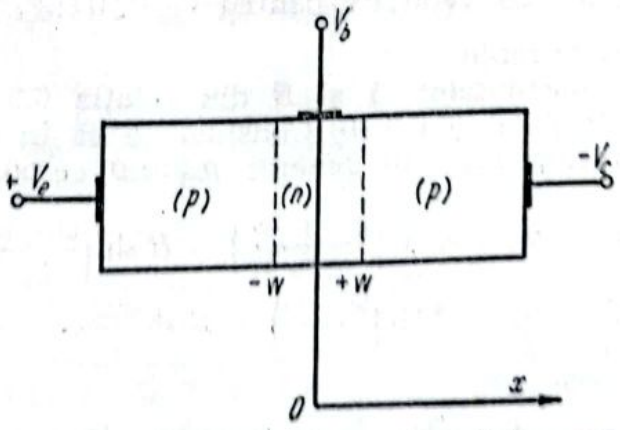


Fig. 104. — Reprezentarea schematică a unui tranzistor cu joncțiuni plane. $-w$ și $+w$ marchează granițele regiunii bazei.

Scanned with CamScanner

Dacă originea axelor se ia în mijlocul bazei (fig. 104), această soluție se poate pune sub forma [22, 23] :

$$p(x) - p_n = A \operatorname{sh}\left(\frac{w-x}{L_p}\right) + B \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{w+x}{L_p}\right) \qquad 6.2.8$$

În soluția 6.2.8 s-au introdus de fapt unele condiții la granițe, sub forma introducerii mărimii w în expresia exponențialei ; aceste condiții sînt însă cuprinse în constantele P și Q.

Ecuația 6.2.5 aplicată joncțiunii p—n în cazul diodei (v. 5.4.32) era în întregime justă, deoarece acolo $2w = d \gg L_p$, adică se lua în considerare ponderea mare a recombinării în domeniul n. După o distanță $x = L_p$, concentrația purtătorilor de neechilibru (injectați) scădea pînă la concentrația p_n (concentrația de echilibru). În cazul tranzistorului, lărgimea $d=2w$ a bazei este mult mai mică decît L_p, astfel încît concentrația golurilor injectate în bază va scădea foarte puțin neajungînd la valoarea de echilibru p_n. Aceasta ar fi tabloul dacă nu ar exista cea de-a doua joncțiune p—n și dacă tensiunea continuă V_{c0} ar fi nulă. În realitate $V_{c0} \neq 0$ și în cazul $V_{c0} < 0$, golurile care au atins granița joncțiunii colectorului vor fi captate de cîmpul electric E_{c0} al joncțiunii trecînd în colector. Ca urmare, concentrația golurilor care au atins granița joncțiunii colectorului (punctul $x=w$), scade rapid, astfel încît $p_{c0} \to 0$. Acest fapt rezultă și din condițiile la graniță pe care trebuie să le satisfacă soluția 6.2.8 în punctele $x=-w$ și $x=+w$ (v. 5.4.28) :

$$p_{e0} = p(-w)_e = p_n \cdot e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} \qquad 6.2.9$$

$$p_{c0} = p(w)_c = p_n \cdot e^{\frac{eV_{c0}}{kT}} \qquad 6.2.10$$

Indicele „0" se folosește pentru a ilustra faptul că este vorba despre regimul staționar.

Din condiția 6.2.10 se vede că pentru $V_{c0} < 0$ și $V_c \gg 0{,}025\,\text{eV} = \frac{1}{e} kT$ concentrația p_{c0} scade rapid.

Pentru aflarea constantelor A și B din relația 6.2.8, se apelează la condițiile la granițe 6.2.9 și 6.2.10. Considerînd că în cazul general V_{c0} poate avea orice valori (deci în general $p_{c0} \neq 0$) se poate scrie :

$$p_{e0} - p_n = A \operatorname{sh}\left(\frac{w-(-w)}{L_p}\right) + B \operatorname{sh}\left(\frac{w-w}{L_p}\right) \qquad 6.2.11$$

$$p_{c0} - p_n = A \operatorname{sh}\left(\frac{w-w}{L_p}\right) + B \operatorname{sh}\frac{2w}{L_p}. \qquad 6.2.12$$

De aici :

$$A = \frac{p_{e0} - p_n}{\operatorname{sh}\left(\frac{2w}{L_p}\right)} \; ; \quad B = \frac{p_{c0} - p_n}{\operatorname{sh}\left(\frac{2w}{L_p}\right)}. \qquad 6.2.13$$

Scanned with CamScanner

Înlocuind constantele A și B în 6.2.8 se găsește :

$$p_0 - p_n = \frac{1}{\operatorname{sh}\frac{2w}{L_p}}\left[(p_{e_0} - p_n)\operatorname{sh}\left(\frac{w-x}{L_p}\right) + (p_{c_0} - p_n)\operatorname{sh}\left(\frac{w+x}{Lp}\right)\right], \quad 6.2.14$$

unde $p_0 = p_0(W, V_{e_0}, V_{c_0}, x)$ reprezintă soluția ecuației continuității pentru cazul staționar.

Știind că $i_p = -e \cdot D_p \frac{dp}{dx}$, se obține următoarea expresie pentru densitatea curentului continuu de goluri în regiunea bazei :

$$i_{p_0} = -e\,D_p \frac{d\,(p_0 - p_n)}{dx} = -e\,D_p \frac{dp_0}{dx} \qquad 6.2.15$$

$$i_{p_0} = -\frac{e\,D_p}{\operatorname{sh}\frac{2w}{L_p}}\left[-\frac{1}{L_p}(p_{e_0} - p_n)\operatorname{ch}\frac{w-x}{L_p} + \frac{1}{L_p}(p_{c_0} - p_n)\operatorname{ch}\frac{w+x}{L_p}\right]$$

$$i_{p_0} = \frac{e \cdot D_p}{L_p} \cdot \frac{(p_{e_0} - p_n)\operatorname{ch}\left[(w-x)/L_p\right] - (p_{c_0} - p_n)\operatorname{ch}\left[(w+x)/L_p\right]}{\operatorname{sh}\frac{2w}{L_p}} \qquad 6.2.16$$

pentru x cuprins în intervalul $-w \leqslant x \leqslant w$.

Densitatea curentului continuu de goluri al emitorului, se află înlocuind în 6.2.16, pe x cu $-w$:

$$i_{pe_0} = i_{p_0}(-w) = \frac{e\,D_p}{L_p}\left[(p_{e_0} - p_n)\operatorname{cth}\frac{2w}{L_p} - (p_{c_0} - p_n)\operatorname{csch}\frac{2w}{L_p}\right] \qquad 6.2.17$$

La fel densitatea curentului continuu de goluri al colectorului, se găsește a fi :

$$i_{pc_0} = i_{p_0}(+w) = \frac{e\,D_p}{L_p}\left[(p_{e_0} - p_n)\operatorname{csch}\frac{2w}{L_p} - (p_{c_0} - p_n)\operatorname{cth}\frac{2w}{L_p}\right] \qquad 6.2.18$$

Din ecuațiile 6.2.14, 6.2.16, 6.2.17 și 6.2.18, se vede că atît densitatea golurilor în bază, cît și curenții de goluri în bază, emitor și colector sînt funcții de proprietățile fizice și geometrice ale tranzistorului, cum și de tensiunile continui, aplicate la electrozi [22], [23]. În figurile următoare sînt date cîteva cazuri pentru distribuțiile densităților de goluri și de curent.

Dacă colectorul se află la distanță infinită (deci cazul unei singure joncțiuni — dioda), concentrația golurilor injectate scade de la valoarea

Scanned with CamScanner

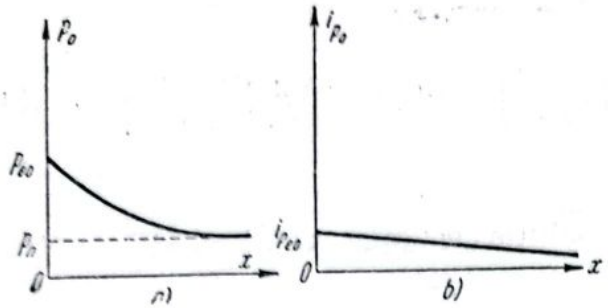


Fig. 105. — Dependența concentrației purtătorilor și densității de curent în regiunea bazei (cazul $2w \gg Lp$; $V_e > 0$).

maximă p_{e0}, pînă la valoarea de echilibru p_n (fig. 105, *a*). În figura 105, *b*, este reprezentată dependența densității de curent i_{pe0} care scade pînă la valoarea $i_{pc0} = 0$. În acest caz ecuația 6.2.17 devine :

$$i_{pe0} = \frac{e D_p}{L_p} (p_{e0} - p_n) \qquad 6.2.19$$

iar ecuația 6.2.18 :

$$i_{pc0} = 0. \qquad 6.2.20$$

În figura 106 este ilustrat cazul în care lărgimea bazei $2w \ll L_p$ (adică se ia în considerație cazul real al tranzistorului) și se presupune că tensiunea continuă aplicată pe colector, are aceeași valoare și semn cu cea aplicată emitorului. În acest caz, rezultă pentru valorile de graniță :

$$p_{e0} = p_{c0} = p_n \cdot e^{\frac{eV_{c0}}{kT}} \qquad 6.2.21$$

densitățile curenților de emitor și de colector fiind descrise de ecuațiile 6.2.17 și 6.2.18.

Cazul în care colectorul situat la distanța $x = +w$ are un potențial $V_{c0} = 0$, este ilustrat în figura 107. Densitățile de goluri p_{e0} și p_{c0} sînt date de relațiile :

$$p_{e0} = p_n \cdot e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} \; ; \; p_{c0} = p_n, \qquad 6.2.22$$

iar densitățile de curent respective vor fi :

$$i_{pe0} = \frac{e D_p}{L_p} (p_{e0} - p_n) \operatorname{cth} \frac{2w}{L_p} \qquad 6.2.23$$

$$i_{pc0} = \frac{e D_p}{L_p} (p_{e0} - p_n) \operatorname{csch} \frac{2w}{L_p} . \qquad 6.2.24$$

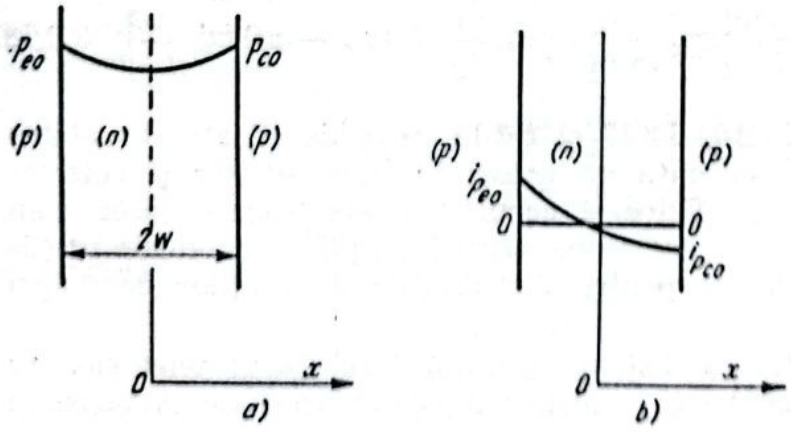


Fig. 106. — Dependența concentrației purtătorilor și densității de curent în regiunea bazei (cazul $2w \ll Lp$; $V_{c0} > 0$).

Scanned with CamScanner

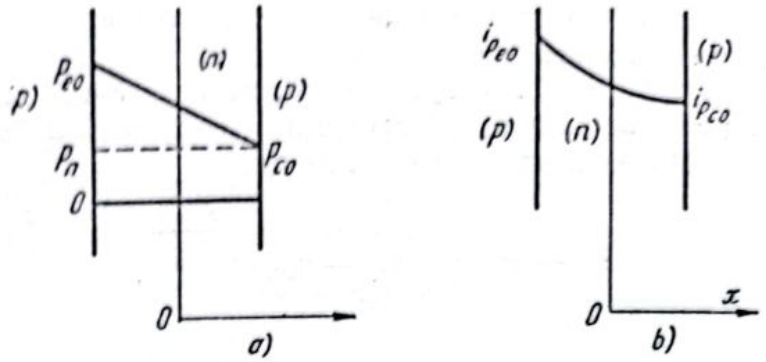


Fig. 107. — Dependența concentrației purtătorilor și densității de curent în regiunea bazei (cazul $2w \ll L_p$; $V_{e_0} = 0$).

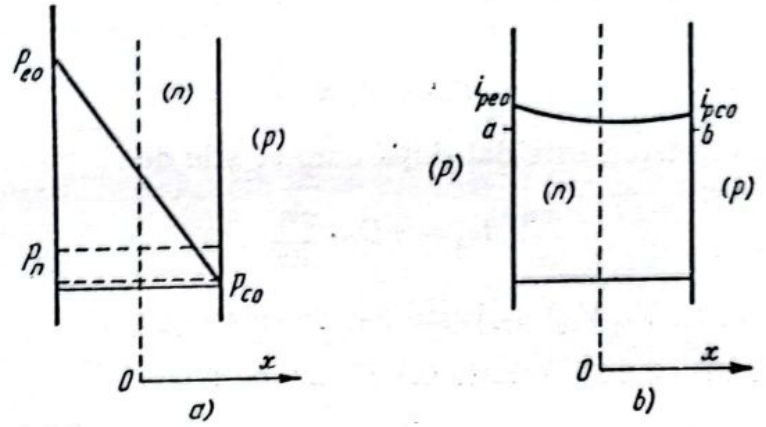


Fig. 108. — Dependența concentrației purtătorilor și densității de curent în regiunea bazei (cazul $2w \ll L_p$; $V_{e_0} < 0$).

Și în fine, în figura 108 este reprezentat cazul polarizării normale a tranzistorului, adică $V_{c_0} < 0$. În acest caz, după cum rezultă din 6.2.10, $p_{c_0} \approx 0$ deci $p_{c_0} \ll p_n$. Tensiunile $V_{c_0} < 0$ și $V_{e_0} > 0$, asigură regimul normal de lucru al tranzistorului. Curenții i_{pe_0} și i_{pc_0} vor fi ceva mai mari decît în cazul precedent ($V_{c_0} = 0$) cînd valorile respective ale curenților sînt reprezentate aproximativ prin punctele a și b, situate ceva mai jos decît valorile curenților pentru cazul $V_{c_0} < 0$ (v. fig. 108, b). Din figura 108 se vede că în regim normal de lucru pentru tranzistor, componenta continuă a densității fluxului de goluri injectate în bază, scade aproximativ liniar de la valoarea maximă p_{e_0} pînă la zero în apropierea joncțiunii colectorului ; în același timp curentul constant de goluri trece aproape integral prin bază ajungînd pînă la colector. O mică diferență între curenții i_{pe_0} și i_{pc_0} se scurge prin electrodul bazei în circuitul exterior.

Pentru a găsi expresiile curenților totali de emitor și de colector, este necesar să se afle componentele constante ale densităților curenților de electroni. S-a arătat la studiul joncțiunii p—n că i_n (densitatea

Scanned with CamScanner

curentului de electroni) depinde doar de tensiunea aplicată joncțiunii și de proprietățile semiconductorului. Aceste concluzii sînt valabile și în cazul tranzistorului. Prin analogie cu formulele 5.4.34 sau 5.4.36, se poate scrie pentru densitatea componentei continui a curentului de electroni în regiunea emitorului (domeniu p) :

$$n_0 - n_{pe} = (n_{e_0} - n_{pe}) \cdot e^{\frac{w + x}{L_n}}, \qquad 6.2.25$$

unde

n_{pe} reprezintă valoarea de echilibru a densității purtătorilor minoritari în emitor ;

n_{e_0} — densitatea electronilor injectați din bază în emitor, în urma aplicării tensiunilor de polarizare :

$$n_{e_0} = n_p \, e^{\frac{eV_{e_0}}{kT}} \qquad 6.2.26$$

Curentul de electroni este dat după cum se știe de :

$$i_{n_0} = e D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \qquad 6.2.27$$

unde $n = [n_0 (x, w, V_{e_0} V_{c_0}) n_{pe}]$ este dat de relația 6.2.25.

Ținînd seama de 6.2.25, relația 6.2.27 devine :

$$i(x)_{n_0} = e \cdot D_n \frac{\partial (n_0 - n_{pe})}{\partial x} = \frac{e D_n (n_{e_0} - n_{pe})}{L_n} e^{\frac{w + x}{L_n}}. \qquad 6.2.28$$

Pentru valoarea $x = -w$ se obține componenta constantă a curentului de electroni care trec din bază în emitor :

$$i_{ne_0} = \frac{e D_n}{L_n} (n_{e_0} - n_{pe}). \qquad 6.2.29$$

În mod analog se află pentru densitatea electronilor și densitatea curentului de electroni în regiunea colectorului și respectiv la granița bază-colector (pentru $x = +w$) :

$$n_0 - n_{pc} = (n_{c_0} - n_{pc}) \, e^{\frac{w - x}{L_n}} \qquad 6.2.30$$

$$i_{n_0} = -\frac{e D_n}{L_n} (n_{c_0} - n_{pc}) e^{\frac{w - x}{L_n}} \qquad 6.2.31$$

$$i_{nc_0} = -\frac{e D_n}{L_n} (n_{c_0} - n_{pc}) \qquad 6.2.32$$

Scanned with CamScanner

unde

n_{pc} — reprezintă concentrația de echilibru a electronilor în regiunea colectorului ;

n_{c0} — reprezintă valoarea densității electronilor în punctul de graniță bază-colector.

Curentul total de emitor va fi egal cu suma [23] :

$$i_{e0} = i_{pe0} + i_{ne0} \qquad 6.2.33$$

sau :

$$i_{e0} = \frac{e D_p}{L_p}\left[(p_{e0} - p_n)\operatorname{cth}\frac{2w}{L_p} - (p_{c0} - p_n)\operatorname{csch}\frac{2w}{L_p}\right] + \frac{e D_n}{L_n}(n_{e0} - n_{pe}). \qquad 6.2.34$$

Ținînd seama că $p_{c0} \simeq 0$, și că $p_{e0} = p_n e^{\frac{eV_{e0}}{kT}}$ și $n_{e0} = n_{pe} e^{\frac{eV_{e0}}{kT}}$ relația 6.2.34 devine :

$$i_{e0} = \frac{e D_p}{L_p}\left[(p_n \cdot e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} - p_n)\operatorname{cth}\frac{2w}{L_p} + p_n \cdot \operatorname{csch}\frac{2w}{L_p}\right] + \frac{e D_n}{L_n}(n_{pe} \cdot e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} - n_{pe})$$

sau :

$$i_{e0} = \left[\frac{e D_p}{L_p} p_n \operatorname{cth}\frac{2w}{L_p} + \frac{e D_n n_{pe}}{L_n}\right](e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} - 1) + \frac{e D_p p_n}{L_p}\operatorname{csch}\frac{2w}{L_p}. \qquad 6.2.35$$

Această relație se poate pune sub forma :

$$i_{e0} = \left[i_{ps}\operatorname{cth}\frac{2w}{L_p} + i_{nes}\right](e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} - 1) + i_{ps}\operatorname{csch}\frac{2w}{L_p}, \qquad 6.2.36$$

unde :

$$i_{ps} = \frac{e \cdot D_p \cdot p_n}{L_p}; \qquad i_{nes} = \frac{e \cdot D_n \cdot n_{pe}}{L_n}. \qquad 6.2.37$$

În mod analog, neglijînd pe n_{c0} în comparație cu n_{pc}, se obține pentru curentul total de colector i_{c0}:

$$i_{c0} = i_{ps}\operatorname{csch}\frac{2w}{L_p}\left(e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} - 1\right) + i_{nes} + i_{ps}\operatorname{cth}\frac{2w}{L_p} \qquad 6.2.38$$

unde :

$$i_{nes} = \frac{eD_n \cdot n_{pe}}{L_n}. \qquad 6.2.39$$

În figura 109 sînt reprezentate (după [23]) densitățile purtătorilor de sarcină în diferite regiuni ale unui tranzistor p—n—p. În figura 110 este

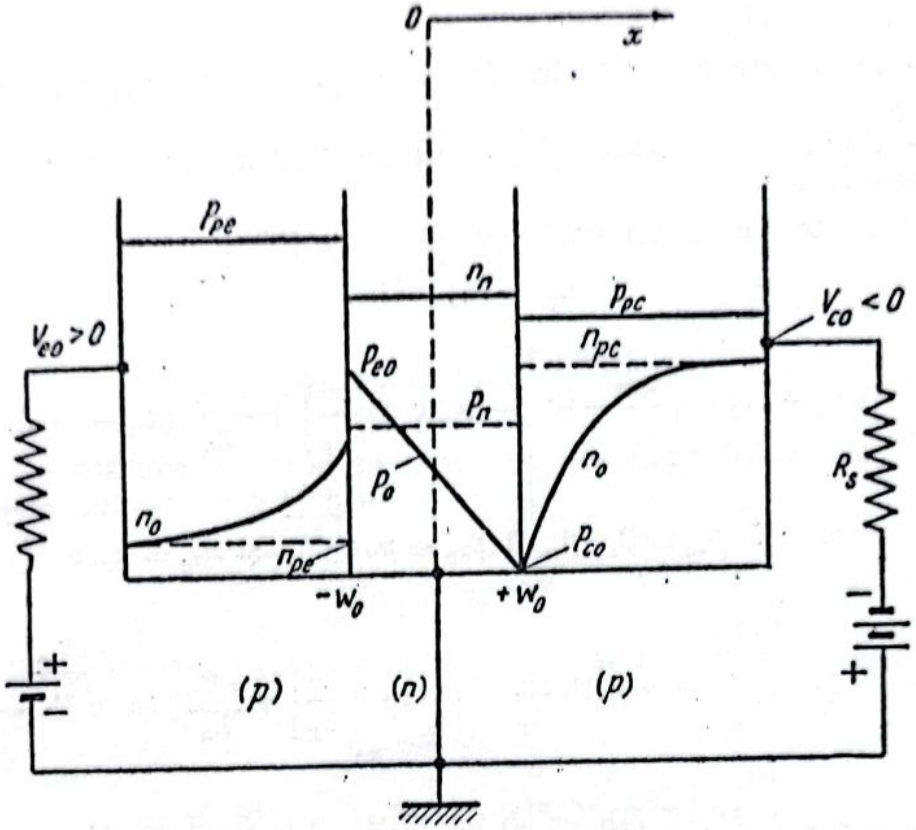


Fig. 109. — Distribuția concentrației purtătorilor în cele trei regiuni ale tranzistorului p—n—p.

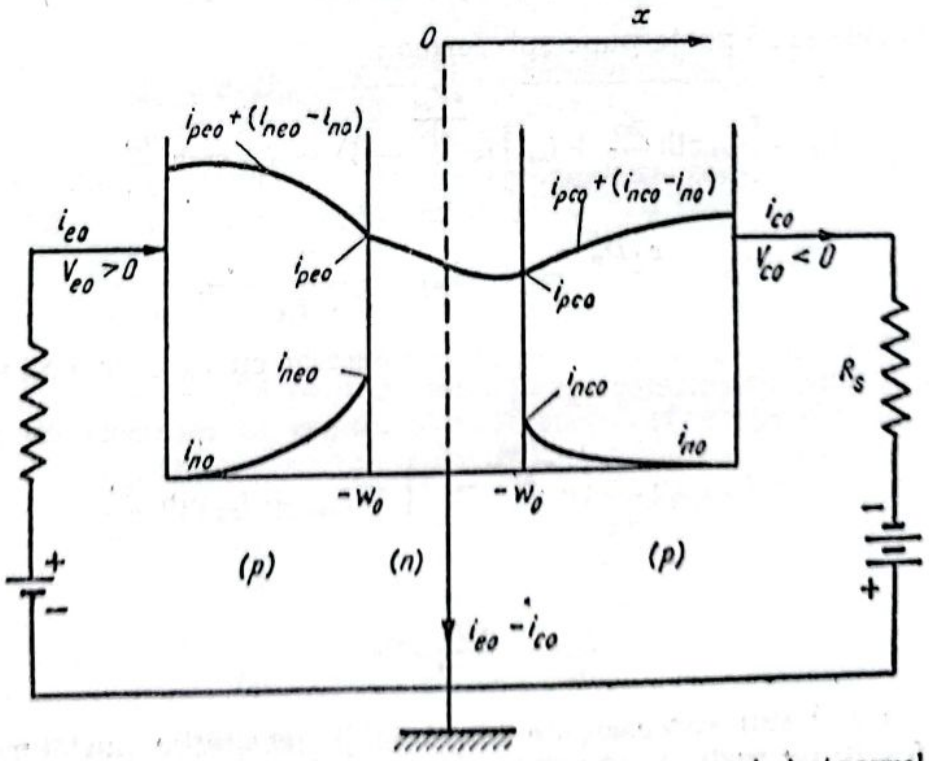


Fig. 110.— Distribuția curenților în tranzistorul p—n—p polarizat normal.

Scanned with CamScanner

dată distribuția curenților (densităților de curent) din emitor, bază și colector [23]. Tranzistorul este polarizat pentru regim normal de lucru avînd $V_{e0} > 0$ și $V_{c0} < 0$, iar $|V_{e0}| \ll |V_{c0}|$; schema de montaj este cu baza comună (la masă).

6.3. Tranzistorul în curent alternativ. Semnale mici

Din ecuațiile 6.2.35 și 6.2.38 se vede că atît curentul emitorului, cît și curentul colectorului, nu depind în mod liniar de tensiunile continue aplicate. Totuși, dacă la intrarea tranzistorului se aplică un semnal alternativ slab, atunci amplificatorul respectiv poate fi considerat ca un sistem liniar. Ca semnale mici se consideră tensiunile alternative a căror mărime v_e satisface condiția :

$$v_e \ll V_{e0}. \qquad 6.3.1$$

Tensiunile alternative se vor nota cu litere mici, fără indicile „0". Pentru a afla distribuția curenților în tranzistor în cazul aplicării semnalelor alternative (de amplitudine mică), se va rezolva ecuația continuității 6.2.1, în care se ține seama de derivata în raport cu timpul, din primul membru.

Dacă tensiunile alternative $v_e(t)$ și $v_c(t)$ se suprapun peste componentele constante V_{e0} și V_{c0} atunci concentrațiile golurilor în emitor și colector se vor schimba în timp după aceleași legi ca și tensiunile alternative respective. Se poate spune că peste componenta continuă a densității golurilor se suprapune o componentă variabilă în timp ; în acest caz densitățile golurilor în emitor și în colector se pot scrie ca :

$$p_{e0} + p'_{em}(x,t) = p_n \, e^{\frac{e\,[V_{e0} + v_{em}(t)]}{kT}} \qquad 6.3.2$$

$$p_{c0} + p'_{cm}(x,t) = p_n \, e^{\frac{e[V_{c0} + v_{cm}(t)]}{kT}} . \qquad 6.3.3$$

Mărimile $p'_{em}(t)$ și $p'_{cm}(t)$ — introduse cu indicile „m" reprezintă densitățile de goluri ale curenților variabili, care se suprapun peste valorile densităților de goluri ale curenților continui, ca urmare a aplicării tensiunilor $v_{em}(t)$ și $v_{cm}(t)$ (v. indicile „m", pentru curent alternativ). Pentru cazul semnalelor variabile slabe este satisfăcută condiția suplimentară :

$$\frac{e\,v_{em}}{kT} \ll 1 \qquad 6.3.4$$

Scanned with CamScanner

care completează condiția 6.3.1. În acest caz exponențiala $e^{\frac{ev_{em}(t)}{kT}}$ se poate dezvolta în serie, luîndu-se în considerare doar primii termeni :

$$e^{\frac{e v_{em}(t)}{kT}} \approx 1 + \frac{e v_{em}(t)}{kT}. \qquad 6.3.5$$

Atunci 6.3.2 și 6.3.3 devin :

$$p_{e0} + p'_{em}(t) = p_n \left[1 + \frac{e v_{em}(t)}{kT}\right] e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} \qquad 6.3.6$$

$$p_{c0} + p'_{cm}(t) = p_n \left[1 + \frac{e v_{cm}(t)}{kT}\right] e^{\frac{eV_{e0}}{kT}}. \qquad 6.3.7$$

Separînd termenii variabili de cei constanți se obține :

$$p_{e0} = p_n e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} \qquad 6.3.8$$

$$p'_{em}(t) = p_{e0} \frac{e v_{em}(t)}{kT} \qquad 6.3.9$$

și analog :

$$p_{c0} = p_n \cdot e^{\frac{V_{e0}}{kT}} \qquad 6.3.10$$

$$p'_{cm}(t) = p_{c0} \frac{v_{cm}(t)}{kT} \qquad 6.3.11$$

în presupunerea analoagă : $\frac{e v_{cm}}{kT} \ll 1$.

Într-unul din paragrafele următoare se va rezolva ecuația continuității pentru cazul general al semnalelor variabile de formă arbitrară ; în paragraful de față se va considera cazul particular al semnalelor mici de formă sinusoidală :

$$v_{em}(t) = V_{em} \cdot e^{j\omega t} \qquad 6.3.12$$

$$v_{cm}(t) = V_{cm} \cdot e^{j\omega t}. \qquad 6.3.13$$

Pentru a găsi densitățile purtătorilor de sarcini și deci și curenții tranzistorului în regim variabil, va trebui să se rezolve ecuația continuității pentru purtătorii minoritari din regiunea bazei :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_n}{\tau_p} - \frac{1}{e} \cdot \frac{dI_p}{dx} \quad \text{pentru} \quad -w \leqslant x \leqslant w \qquad 6.3.14$$

Scanned with CamScanner

și ecuația de continuitate pentru purtătorii minoritari (electronii) din cele două regiuni de tip p (emitor și colector) :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n - n_p}{\tau_n} + \frac{1}{e} \cdot \frac{\mathrm{d}i_n}{\mathrm{d}x} \quad \text{pentru} \quad \begin{cases} x \leqslant -w \\ x \geqslant +w \end{cases} \qquad 6.3.15$$

Ținînd seama de relațiile cunoscute :

$$i_p = -e\, D_p \frac{\partial p}{\partial x}; \quad i_n = e\, D_n \frac{\partial n}{\partial x}$$

ecuațiile 6.3.14 și 6.3.15 devin :

$$\frac{1}{D_p} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_n}{L_p^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (-w \leqslant x \leqslant w) \qquad 6.1.14,a$$

$$\frac{1}{D_n} \cdot \frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_p}{L_n^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad \begin{pmatrix} x \leqslant -w \\ x \geqslant +w \end{pmatrix} \qquad 6.3.15,a$$

Avîndu-se în vedere faptul că s-a luat în considerare cazul semnalelor mici de formă sinusoidală (v. 6.3.12 și 6.3.13) soluțiile ecuațiilor 6.3.14, a și 6.3.15, a se pot scrie sub forma :

$$p(x, t) = p_0(x) + p_m(x) \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t} = p_0(x) + p'_m(x,t) \qquad 6.3.16$$

$$n(x, t) = n_0(x) + n_m(x)\, \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t} = n_0(x) + n'_m(x, t), \qquad 6.3.17$$

unde amplitudinile maxime $p_m(x)$ și $n_m(x)$ ale componentelor variabile satisfac condițiile :

$$p_m \ll p_0; \qquad n_m \ll n_0. \qquad 6.3.18$$

În considerațiile de mai sus s-a presupus că atît frecvența cît și fazele tensiunilor $v_{em}(t)$ și $v_{cm}(t)$ sînt aceleași. Deși în cazul general, $v_{cm}(t)$ poate avea altă fază și frecvență în comparație cu $v_{em}(t)$, se va vedea că totuși acest fapt nu influențează cu nimic asupra curenților în tranzistor.

Pentru rezolvarea ecuațiilor 6.3.14, a și 6.3.15, a, va trebui să fie stabilite condițiile la limite. Acest lucru este îngreuiat de faptul că în regim variabil grosimea $d = 2w$ a bazei neutre variază în timp datorită variației tensiunii de colector (care provoacă o variație a lărgimii domeniului sarcinii spațiale de la joncțiunea colectorului). Într-o primă aproximație se va presupune că lărgimea $2w$ a bazei neutre este constantă ; în acest caz condițiile la limite pentru ecuația 6.3.14, a (se va rezolva mai întîi această ecuație) vor fi de forma :

$$p(x, t)\,|_{x=-w} = p_{e0} + p_{em} \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t} \qquad 6.3.19$$

$$p(x,t)\,(_{x=+w} = p_{c0} + p_{cm} \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t} \qquad 6.3.20$$

Pentru a rezolva ecuația continuității în cazul semnalelor mici, se va dezvolta procedeul de calcul efectuat de Middlebrook unul dintre creatorii teoriei clasice a tranzistorului cu joncțiuni plane [23]. Pentru o mai

Scanned with CamScanner

clară înțelegere a fenomenelor care au loc în tranzistori, aici și în paragrafele următoare, procedeele și artificiile de calcul vor fi date mai detaliat și însoțite de explicații suplimentare.

Considerînd soluția ecuației 6.3.14, *a* de forma 6.3.16, derivata $\frac{\partial p}{\partial t}$ va fi de forma :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = i\omega \cdot p_m \, e^{i\omega t} \qquad 6.3.21$$

În acest caz, ecuația 6.3.14, *a* capătă aspectul :

$$i\omega \cdot p_m \cdot e^{i\omega t} = \frac{p_n - p_0 - p_m \, e^{i\omega t}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_0}{\partial x^2} + D_p \frac{\partial^2 p_m}{\partial x^2} \cdot e^{i\omega t} . \qquad 6.3.22$$

Această ecuație se poate desface în două ecuații [23] :

$$\frac{\partial^2 p_0}{\partial x^2} - \frac{p_0 - p_n}{L_p^2} = 0 \qquad 6.3.23$$

$$\frac{\partial^2 p_m}{\partial x^2} - \frac{p_m(1 + i\omega\tau_p)}{L_p^2} = 0. \qquad 6.3.24$$

Soluția ecuației 6.3.23 — care este de fapt ecuația continuității pentru regim staționar — este dată în 6.2.14. Soluția pentru partea ecuației corespunzătoare regimului variabil (adică a ecuației 6.3.24) are un aspect asemănător :

$$p_m = \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p}} \left[p_{em} \operatorname{sh} \left(\frac{s\,(w_0 - x)}{L_p} \right) + p_{cm} \operatorname{sh} \left(\frac{s\,(w_0 + x)}{L_p} \right) \right], \qquad 6.3.25$$

unde $s^2 = 1 + i\omega \cdot \tau_p$. (S-a considerat $d = 2w_0 = \text{constant}$).

Densitatea curentului variabil de goluri în bază i_{pm} se obține din relația :

$$i_{pm} = - e D_p \frac{\partial p_m}{\partial x}$$

sau, ținînd seama de 6.3.25 se obține :

$$i_{pm} = \frac{s \cdot e \cdot D_p}{L_p} \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p}} \left[p_{em} \operatorname{ch} \frac{s\,(w_0 - x)}{L_p} - p_{cm} \operatorname{ch} \frac{s\,(w_0 + x)}{L_p} \right]. \qquad 6.3.26$$

Expresiile pentru densitățile curenților variabili de goluri în emitor i_{pem} și în colector i_{pcm} se obțin punînd în ecuația 6.3.26, $x = -w_0$ respectiv $x = +w_0$:

$$i_{pm}(-w_0) = i_{pem} = \frac{e \cdot s \cdot D_p}{L_p} \left[p_{em} \operatorname{cth} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p} - p_{cm} \operatorname{csch} \frac{2 \cdot s \cdot w_0}{L_p} \right] \qquad 6.3.27$$

$$i_{pm}(+w_0) = i_{pcm} = \frac{e \cdot s \cdot D_p}{L_p} \left[p_{em} \operatorname{csch} \frac{2 \cdot s \cdot w_0}{L_p} - p_{cm} \operatorname{cth} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p} \right]. \qquad 6.3.28$$

Scanned with CamScanner

Apelînd la relațiile 6.3.9 și 6.3.11, amplitudinile complexe ale curenților variabili date de ecuațiile 6.3.27 și 6.3.28 pot fi exprimate în funcție de tensiunile alternative V_{em} și V_{cm} [22] :

$$i_{pem} = \frac{e}{kT} \cdot \frac{s \cdot e \cdot D_p}{L_p} \left[p_{e0} V_{em} \operatorname{cth} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p} - p_{c0} V_{cm} \operatorname{csch} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p} \right] \quad 6.3.29$$

$$i_{pcm} = \frac{e}{kT} \cdot \frac{s \cdot e \cdot D_p}{L_p} \left[p_{e0} V_{em} \operatorname{csch} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p} - p_{c0} V_{cm} \operatorname{cth} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p} \right]. \quad 6.3.30$$

Într-adevăr, din 6.3.9 de exemplu, se obține :

$$p'_{em}(t) = p_{e0} \frac{e\, v_{em}(t)}{kT} = p_{e0} \frac{e\, V_{em}}{kT} \cdot e^{i\omega t}$$

de unde, ținînd seama de 6.3.16, se obține :

$$p_{em}\, e^{i\omega t} = p_{e0} \frac{e\, V_{em}}{kT} e^{i\omega t}$$

sau :

$$p_{em} = p_{e0} \frac{e}{kT} V_{em}.$$

Din ecuațiile 6.3.29 și 6.3.30 se vede că dacă emitorul și colectorul sînt polarizate direct, atunci tranzistorul poate fi privit ca un dispozitiv bilateral. Totuși, în regim normal de lucru, colectorul este polarizat în sens invers ($V_{c0} < 0$) și după cum s-a arătat, $p_{c_0} \to 0$. De aceea, în aceste condiții, în ecuațiile 6.3.29 și 6.3.30, se pot neglija termenii care conțin pe p_{c0}; în acest caz, se poate considera că atît curentul variabil de goluri al emitorului, cît și curentul variabil de goluri al colectorului, depind doar de tensiunea variabilă de emitor, $V_{em}(t)$:

$$i_{pem} = V_{em} \cdot \frac{e}{kT} \cdot \frac{s \cdot e \cdot D_p}{L_p} p_{e0} \operatorname{cth} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p} \quad 6.3.31$$

$$i_{pcm} = V_{em} \frac{e}{kT} \cdot \frac{s \cdot e \cdot D_p}{L_p} \cdot p_{e0} \operatorname{csch} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p}. \quad 6.3.32$$

În mod analog, rezolvînd ecuația continuității pentru electroni în regiunea emitorului și regiunea colectorului care este de forma 6.3.15, *a*, se găsesc componentele alternative ale curenților de electroni din respectivele regiuni. Pentru rezolvarea ecuației 6.3.15, *a*, se consideră joncțiunea emitorului sau colectorului, ca o joncțiune normală *p—n* supusă semnalelor alternative de mică amplitudine. În ipoteza semnalelor de formă sinusoidală, soluția ecuației 6.3.15, *a* se poate căuta sub forma (v. 6.3.17) :

$$n(x, t) = n_0(x) + n_m(x) \cdot e^{i\omega t}. \quad 6.3.33$$

Scanned with CamScanner

Înlocuind în ecuația 6.3.15, *a*, se obțin două ecuații analoge ecuațiilor 6.3.23 și 6.3.24 :

$$D_p \frac{\partial^2 n_0}{\partial x^2} = \frac{n - n_p}{\tau_n} = 0 \qquad 6.3.34$$

$$D_p \frac{\partial^2 n_m}{\partial x^2} - \frac{n_m (1 + i\omega)}{\tau_n} = 0. \qquad 6.3.35$$

Condițiile la limite se stabilesc ținînd seama că regiunile *p* ale emitorului și colectorului sînt cu mult mai mari decît lungimea L_n de difuzie a purtătorilor minoritari de neechilibru. Pentru $x \to \infty$ toți purtătorii minoritari se recombină astfel încît $n = n_p$ sau :

$$\text{pentru } x \to \infty,\ n_m = 0. \qquad 6.3.36$$

Concentrația purtătorilor la granița între emitor și bază (sau la granița între colector și bază), va fi de forma (v. 6.1.6 sau 6.1.7) :

$$n(-w_0) = n_p\, e^{\frac{eV_e}{kT}} \qquad 6.3.37$$

$$n(+w_0) = n_p \cdot e^{\frac{eV_c}{kT}} \qquad 6.3.38$$

unde :

$$V_e = V_{e0} + V_{em}\, e^{i\omega t}\ ; \qquad V_c = V_{c0} + V_{cm}\, e^{i\omega t} \qquad 6.3.39$$

și :

$$V_{em},\ V_{cm} \ll \frac{kT}{e}. \qquad 6.3.40$$

În acest caz condițiile la limite 6.3.37 și 6.3.38 devin :

$$n(-w_0) = n_p\, e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} \cdot e^{\frac{eV_{em}}{kT} \cdot e^{i\omega t}} \qquad 6.3.41$$

$$n(+w_0) = n_p\, e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} \cdot e^{\frac{eV_{em}}{kT} \cdot e^{i\omega t}}. \qquad 6.3.42$$

Ținînd seama de condiția 6.3.40, se pot dezvolta în serie expresiile conținînd termenul variabil în timp ; luînd în considerare numai primii termeni se obține :

$$n(-w_0) = n_p\, e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} \left(1 + \frac{eV_{em}}{kT} e^{i\omega t} + \ldots\right). \qquad 6.3.43$$

Scanned with CamScanner

Atunci a doua condiție la limită pentru ecuația 6.3.35, aplicată în cazul joncțiunii emitorului, va fi (considerînd termenul variabil din 6.3.33) :

$$x = -w_0; \qquad n_m = n_p \cdot e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} \cdot \frac{eV_{em}}{kT}. \tag{6.3.44}$$

Soluția ecuației 6.3.35 este de forma :

$$n_m = A\, e^{-\frac{s_n \cdot x}{L_n}} + B \cdot e^{\frac{s_n}{L_n} x} \tag{6.3.45}$$

unde :

$$s_n^2 = 1 + i\omega\tau_n. \tag{6.3.46}$$

Ținînd seama de condiția la limită 6.3.36 rezultă $B=0$; din cealaltă condiție la limită (v. 6.3.44) rezultă următoarea expresie pentru A :

$$A = n_p \cdot e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} \cdot \frac{eV_{em}}{kT} \cdot e^{s_n \frac{-w_0}{L_n}}, \tag{6.3.47}$$

Atunci soluția ecuației 6.3.35 va fi :

$$n_m = n_p \cdot e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} \cdot \frac{eV_{em}}{kT} e^{-\frac{(x+w_0)s_n}{L_n}}. \tag{6.3.48}$$

Densitatea de curent va fi dată de relația :

$$i_{nm} = +eD_n \frac{\partial n_m}{\partial x}; \tag{6.3.49}$$

aplicată în punctul de graniță $x = -w_0$:

$$i_{nm}(-w_0) = i_{nem} = eD_n \frac{\partial n_m}{\partial x}\bigg|_{x=-w_0} = \frac{e \cdot D_n \cdot n_p}{L_n} e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} \frac{eV_{em}}{kT} \cdot s_n. \tag{6.3.50}$$

În mod analog se găsește curentul variabil de colector (componenta curentului de electroni) :

$$i_{nm}(+w_0) = i_{nem} = \frac{e \cdot Dn\, n_n'}{L_n'} s_n' \cdot e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} \cdot \frac{eV_{em}}{kT} \tag{6.3.51}$$

unde :

$$s_n' = \sqrt{1 + i\omega\tau_n'}. \tag{6.3.52}$$

Scanned with CamScanner

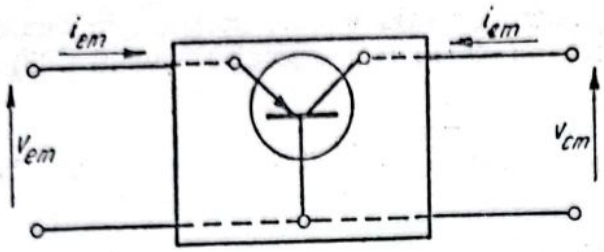


Fig. 111. — Sensurile convenționale ale tensiunilor și curenților variabili la un tranzistor, în orice conexiune.

Pentru regiunea colectorului s-au folosit notațiile L'_n , s'_n .

Ținînd seama de sensurile standard pentru componentele curenților alternativi într-un tranzistor considerat ca un cvadripol (fig. 111), se pot scrie expresiile curenților totali (variabili) de emitor și colector :

$$i_{em} = i_{pem} + i_{nem} \qquad 6.3.53$$

$$i_{cm} = -i_{pcm} + i_{ncm}. \qquad 6.3.54$$

Înlocuind în 6.3.53 și 6.3.54 expresiile corespunzătoare ale curenților (v. 6.3.27, 6.3.28, 6.3.50 și 6.3.51), se obține :

$$i_{em} = \frac{e \cdot s \cdot D_p}{L_p}\left[p_{em}\,\mathrm{cth}\,\frac{s \cdot 2w_0}{L_p} - p_{cm}\,\mathrm{csch}\,\frac{s \cdot 2w_0}{L_p}\right] + \\ + \frac{e \cdot D_n \cdot n_p}{L_n} \cdot s_n \cdot \mathrm{e}^{\frac{e V_{e0}}{kT}}\,\mathrm{e}^{\frac{e V_{em}}{kT}} \qquad 6.3.55$$

$$i_{cm} = -\frac{e \cdot s \cdot D_p}{L_p}\left[p_{em}\,\mathrm{csch}\,\frac{s \cdot 2w_0}{L_p} - p_{cm}\,\mathrm{cth}\,\frac{s \cdot 2w_0}{L_p}\right] + \\ + \frac{e \cdot D_n \cdot n'_n}{L'_n} \cdot s'_n \cdot \mathrm{e}^{\frac{e V_{c0}}{kT}}\,\mathrm{e}^{\frac{e V_{cm}}{kT}}. \qquad 6.3.56$$

Ținînd seama de 6.3.29, 6.3.30 și de 6.3.8, 6.3.10, relațiile 6.3.55 și 6.3.56 se pot pune sub forma :

$$i_{em} = \frac{e}{kT}\,\mathrm{e}^{\frac{e V_{e0}}{kT}}\left[\frac{e \cdot D_n \cdot p_n}{2w_0} \cdot \frac{s \cdot 2w_0}{L_p}\,\mathrm{cth}\,\frac{s \cdot 2w_0}{L_p} + \frac{e\,D_n \cdot n_p}{L_n}\,s_n\right] V_{em} - \\ - \frac{e}{kT}\,\mathrm{e}^{\frac{e V_{e0}}{kT}}\left[\frac{e \cdot D_p \cdot p_n}{2w_0} \cdot \frac{s \cdot 2w_0}{L_p}\,\mathrm{csch}\,\frac{s \cdot 2w_0}{L_p}\right] V_{cm}; \qquad 6.3.57$$

$$i_{cm} = -\frac{e}{kT} \cdot \mathrm{e}^{\frac{e V_{e0}}{kT}}\left[\frac{e\,D_p \cdot p_n}{2w_0} \cdot \frac{s \cdot 2w_0}{L_p}\,\mathrm{csch}\,\frac{s \cdot 2w_0}{L_p}\right] V_{em} + \\ + \frac{e}{kT} \cdot \mathrm{e}^{\frac{e V_{c0}}{kT}}\left[\frac{e \cdot D_p \cdot p_n}{2w_0} \cdot \frac{s \cdot 2w_0}{L_p}\,\mathrm{cth}\,\frac{s \cdot 2w_0}{L_p} + \frac{e\,D_n \cdot n'_p}{2w_0}\,\frac{s'_n \cdot 2w_0}{L_p}\right] V_{cm}. \qquad 6.3.58$$

Scanned with CamScanner

6.4. Schema echivalentă simplificată a tranzistorului la frecvențe joase și semnale mici

În primele paragrafe au fost introduse cîteva mărimi care caracterizează un tranzistor. În paragraful de față și cele următoare, vor fi analizate principalele mărimi caracteristice, ca factorul de transport, eficiența emitorului, factorul de curent, proprietățile capacitive și de frecvență ale tranzistorului. În schema echivalentă simplificată a tranzistorului, proprietățile capacitive nu se vor lua în considerație.

Factorul de transport al tranzistorului care lucrează la frecvențe joase se definește la fel ca factorul de transport pentru regimul staționar (v. 6.1.4) :

$$B = \frac{i_{pcm}}{i_{pem}}. \qquad 6.4.1$$

Înlocuind curenții i_{pcm} și i_{pem} cu expresiile lor din 6.3.31 și 6.3.32 rezultă :

$$B = \frac{\operatorname{csch}(\alpha)}{\operatorname{cth}(\alpha)} = \frac{1}{\operatorname{ch}(\alpha)} = \operatorname{sch}(\alpha) \qquad 6.4.2$$

unde prin α s-a notat expresia $\frac{s \cdot 2w_0}{L_p}$.

Deci, B va depinde de frecvență prin intermediul lui $s = \sqrt{1 + i\omega\tau}$:

$$B = \operatorname{sech} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p}. \qquad 6.4.3$$

Pentru frecvențe joase, cînd $s \to 1$, se poate dezvolta în serie sech și expresia 6.4.3 devine :

$$B \approx 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{2w_0}{L_p}\right)^2 = B_0 \qquad 6.4.4$$

adică se regăsește expresia B_0 pentru regimul staționar (v. 6.1.27).

Ca și în regim staționar, în regim variabil la semnale mici, eficiența emitorului se definește prin relația cunoscută :

$$\gamma = \frac{i_{pem}}{i_{pem} + i_{nem}}, \qquad 6.4.5$$

Ținînd seama de ecuațiile 6.3.31 și 6.3.50, relația 6.4.5 devine :

$$\gamma = \frac{\frac{s_p D_p}{L_p} p_{e0} \operatorname{cth} \frac{s_p \cdot 2w_0}{L_p}}{\frac{s_p D_p}{L_p} p_{e0} \operatorname{cth} \frac{s_p \cdot 2w_0}{L_p} + \frac{s_n D_n}{L_p} \cdot n_{e0}} \qquad 6.4.6$$

Scanned with CamScanner

sau :

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_n}{D_p} \cdot \frac{L_p}{L_n} \cdot \frac{n_{e0}}{p_{e0}} \cdot \frac{s_n}{s_p} \cdot \text{th} \frac{s_p \cdot 2w_0}{L_p}} . \qquad 6.4.7$$

Dar $n_{e0} = n_{pe}\, e^{\frac{eV_{e0}}{kT}}$; $p_{e0} = p_n\, e^{\frac{eV_{e0}}{kT}}$ și $\frac{n_{e0}}{p_{e0}} = \frac{n_{pe}}{p_n} \approx \frac{\sigma_p \cdot D_p}{\sigma_e \cdot D_n}$ (v. 6.1.35) ;

în acest caz 6.4.7 se scrie :

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_b}{\sigma_e} \cdot \frac{L_p}{L_n} \cdot \frac{s_n}{s_p} \text{th} \frac{s_p \cdot 2w_0}{L_p}} . \qquad 6.4.8$$

Pentru frecvențe joase, cînd s_n, $s_p \to 1$, funcția $\text{th} \frac{s_p \cdot 2w_0}{L_p}$ se poate dezvolta în serie după formula :

$$\text{th}\, x = x + \frac{x^3}{3} + \ldots .$$

Considerînd numai primul termen, se obține pentru γ o expresie identică cu cea obținută în cazul regimului staționar (v. 6.1.35) :

$$\underset{\omega \to 0}{\gamma} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_b}{\sigma_e} \cdot \frac{2w_0}{L_n}} . \qquad 6.4.9$$

Pentru frecvențe mari, cînd s_n, $s_p \to \infty$, raportul $\frac{s_n}{s_p}$ va tinde către expresia $\frac{\tau_n}{\tau_p}$ (unitatea se neglijează). În acest caz eficiența emitorului se exprimă prin relația :

$$\underset{\omega \to \infty}{\gamma} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_b}{\sigma_e} \cdot \frac{L_p}{L_n} \cdot \frac{\tau_n}{\tau_p}} . \qquad 6.4.10$$

Se vede că pentru a mări eficiența emitorului (adică $\gamma \to 1$) este necesar ca $\sigma_e > \sigma_b$, ceea ce se și realizează pentru tranzistoarele reale.

În ceea ce privește factorul de curent α expresia sa va diferi puțin de cea corespunzătoare regimului staționar (v. 6.1.50). Curentul variabil de goluri injectate din emitor în bază trece mai departe în colector (exceptînd curentul de recombinare în bază) provocînd în același timp și o modulație a curentului de electroni din colector spre bază. Într-adevăr, domeniul colectorului posedă o rezistență ridicată, ca atare curentul variabil de goluri care trece prin această regiune va provoca o cădere de tensiune alternativă. Cîmpul electric alternativ creat de cu-

Scanned with CamScanner

rentul alternativ de goluri, va modula fluxul electronilor care vin din colector spre bază, creînd astfel un curent alternativ de electroni. Astfel curentul alternativ total de colector va fi mai mare decît curentul variabil de goluri care trece din bază în colector, adică apare un fel de amplificare a curentului de colector, o creștere a acestui curent. Se poate introduce un coeficient M care să definească această creștere, numit uneori coeficient de multiplicare a colectorului :

$$M = \frac{i_{pcm} + i_{ncm}}{i_{pcm}} \qquad 6.4.11$$

Coeficientul de amplificare în curent se definește ca și în cazul regimului staționar ca fiind egal cu raportul între curentul de colector și curentul de emitor. Luînd în considerație și componenta variabilă a curentului de electroni a emitorului, se poate scrie :

$$\alpha_m = \frac{i_{cm}}{i_{em}} = \frac{i_{pcm} + i_{ncm}}{i_{pem} + i_{nem}}. \qquad 6.4.12$$

S-a arătat că acțiunea de amplificare a tranzistorului, apare ca urmare a faptului că mai întîi curentul (variabil) parcurge joncțiunea p—n a emitorului caracterizată printr-o rezistență r_e mică, iar apoi parcurge joncțiunea p—n a colectorului, caracterizată printr-o rezistență r_c mare, dînd naștere la bornele unei rezistențe de sarcină R_s mare, la o cădere de tensiune apreciabilă. Întrucît R_s are o valoare finită oarecare, este mai corect ca factorul α_m să fie luat mereu în condiții standard ; de aceea α_m se definește ca fiind raportul între curentul de colector și curentul de emitor în regim de scurtcircuitare a colectorului la bază (scurtcircuitare în ceea ce privește curentul alternativ). Cu această precizare, formula 6.5.12 se poate pune sub o formă modificată :

$$\alpha_m = \frac{i_{pcm} + i_{ncm}}{i_{pem} + i_{nem}} = \frac{i_{pem}}{i_{pem} + i_{nem}} \cdot \frac{i_{pcm}}{i_{pem}} \cdot \frac{i_{pcm} + i_{ncm}}{i_{pcm}} = \gamma \cdot B \cdot M. \qquad 6.4.13$$

După cum s-a arătat mai înainte mărimile γ, B și M depind de frecvență, dar cel mai puternic depinde de frecvență coeficientul B. Se va arăta în paragraful următor că pentru α_m se poate lua practic următoarea expresie pentru dependența cu frecvența (pulsația) :

$$\alpha_m = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{i\omega}{\omega_\alpha}} \qquad 6.4.14$$

unde α_0 reprezintă coeficientul de amplificare în curent pentru colectorul scurtcircuitat la frecvențe joase.

ω_α — frecvența (pulsația) limită pentru care valoarea lui α_m scade la o valoare mai mică cu 3 db față de valoarea lui α_0.

Rezistența emitorului se definește ca fiind raportul (v. 7.2.31) :

$$r_e = \frac{V_{em}}{i_{em}}. \qquad 6.4.15$$

Scanned with CamScanner

Pentru frecvențe joase cînd $s \to 1$ ($\omega \to 0$), curentul total (variabil) de emitor este dat de relația (v. 6.3.29) și 6.3.50, în care se ia $p_{e0} \simeq 0$):

$$i_{em} = V_{em} \frac{e}{kT} \left[\frac{e D_p p_{e0}}{L_p} \operatorname{cth} \frac{2w_0}{L_p} + \frac{e D_n \cdot n_{e0}}{L_n} \right], \qquad 6.4.16$$

unde :

$$n_{e0} = n_p \cdot e^{\frac{e V_{e0}}{kT}}.$$

Atunci expresia rezistenței de emitor devine :

$$r_e = \frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{\frac{e \cdot D_p \cdot p_{e0}}{L_p} \operatorname{cth} \frac{2w_0}{L_p} + \frac{e \cdot D_n \cdot n_{e0}}{L_n}}. \qquad 6.4.17$$

Ținînd seama în expresia 6.2.26 că $p_{e_0} = p_n \cdot e^{\frac{eV_{e0}}{kT}}$; $n_{e_0} = n_{pe} \cdot e^{\frac{eV_{e0}}{kT}}$; și de faptul că $2w_0 \ll L_p$ (astfel încît csch $\frac{2w_0}{L_p} \to 0$) și $e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} \gg 1$ se obține prin compararea expresiei 6.4.17 cu 6.2.26 :

$$r_e \approx \frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{i_{e0}}. \qquad 6.4.18$$

Trebuie precizat că relația 6.4.18 care se folosește în practică pentru analiza circuitelor echivalente este valabilă numai pentru frecvențe joase cînd $s \to 1$.

Schema echivalentă a tranzistorului la frecvențe joase se poate concepe, pentru montajul cu baza la masă, în felul următor (fig. 112).

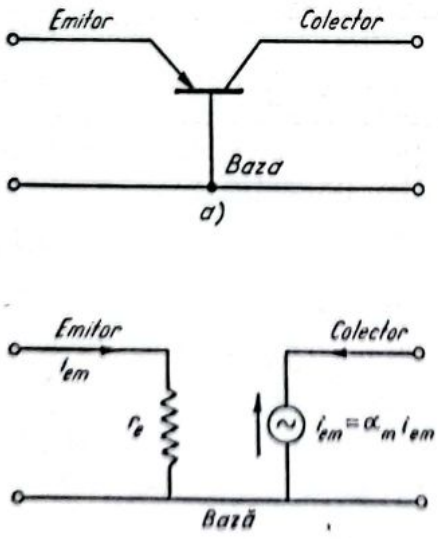


Fig. 112. — Schema echivalentă simplificată a tranzistorului la frecvențe joase în montaj *BM*.

În figura de mai sus, rezistența r_e are expresia dată de relația 6.4.18, iar curentul de colector este definit prin relația :

$$i_{cm} = \alpha_m i_{em} = \frac{\alpha_0 i_{em}}{1 + \frac{i\omega}{\omega_\alpha}}. \qquad 6.4.19$$

Schema echivalentă din figura 112 este justă doar pentru frecvențe joase și cu precizarea că tranzistorul, alimentat în mod normal cu tensiuni continue, este folosit pentru amplificarea semnalelor mici $\left(V_{em} \ll \frac{kT}{e}\right)$.

În schema de amplificare tranzistorul poate lucra în montaje cu baza la masă, sau cu emitorul la masă. În capitolul ur-

Scanned with CamScanner

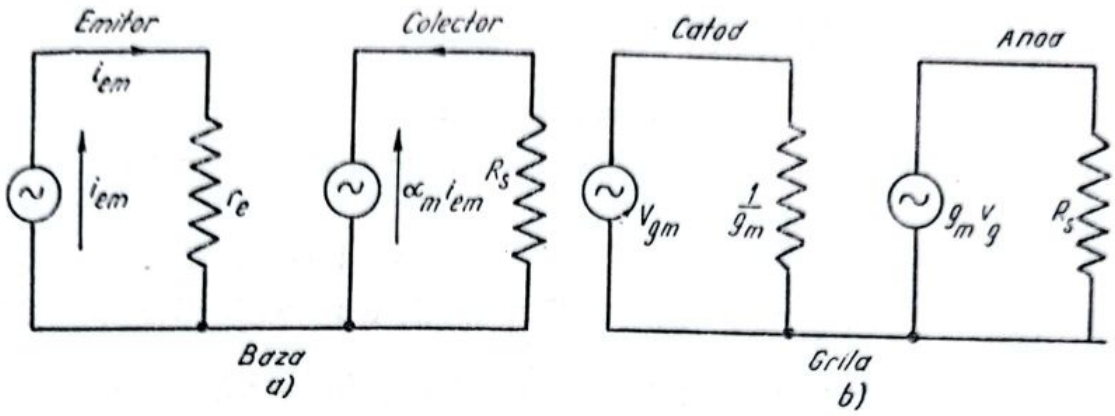


Fig. 113. — Schema echivalentă a tranzistorului lucrînd ca amplificator în montaj *BM a)* și a tubului electronic *b)*.

mător vor fi analizate mai amănunțit schemele echivalente folosite în practică. În paragraful de față se vor da principalele caracteristici ale schemei de amplificare cu baza la masă și ale schemei de amplificare cu emitorul la masă.

Schema echivalentă simplificată pentru tranzistorul lucrînd ca amplificator cu baza la masă (*BM*) este dată în figura 113, *a*. În schemă, rezistența colectorului — care este destul de ridicată (~1 MΩ) nu este reprezentată. Semnalul de intrare aplicat între emitor și bază este cules amplificat de pe rezistența de sarcină R_s. În condiția $R_s < r_c$ se poate lua curentul prin R_s ca fiind dat de produsul αi_{em}. Deoarece amplificarea în curent a tranzistorului în montajul (*BM*) este α_m, rezultă că și dependența cu frecvența a amplificării este de același tip cu dependența cu frecvența a coeficientului α_m. Deși amplificarea în curent pentru montajul (*BM*) este mai mică decît unitatea, amplificarea în putere a schemei este apreciabilă :

$$\eta = \frac{P_{2m}}{P_{1m}} = \frac{i_{cm} R_s}{i_{em}^2 r_e} = \frac{|\alpha_m|^2 i_{em}^2}{i_{em}^2 \cdot r_e} R_s = |\alpha_m|^2 \frac{R_s}{r_e} \qquad 6.4.20$$

fiind condiționată aproximativ de raportul $\frac{R_s}{r_e}$.

Schema echivalentă a amplificatorului cu tranzistor în montajul (*BM*) este analoagă cu schema echivalentă a unui tub electronic triodă în montajul cu grila la masă (v. fig. 113, *b*).

În figura 114 se dă schema echivalentă a amplificatorului cu tranzistor în montajul (*EM*), construită în mod analog schemei echivalente a triodei cu vid lucrînd în montaj cu catodul la masă.

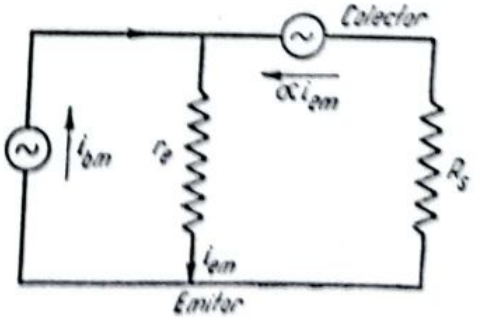


Fig. 114. — Schema echivalentă în celulă *T*.

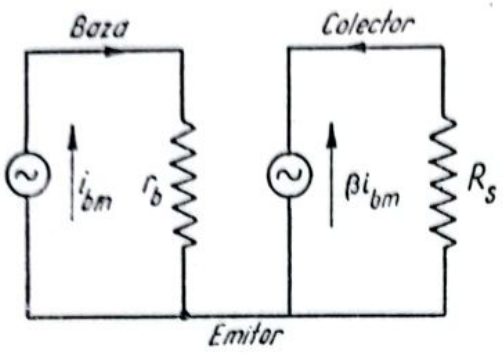


Fig. 115. — Schema echivalentă a amplificatorului cu tranzistor în montaj *EM*.

Din relația :

$$i_{em} = i_{bm} + i_{cm} \qquad 6.4.21$$

se scoate :

$$i_{bm} = i_{em} - i_{cm} = i_{em} - \alpha i_{em} \qquad 6.4.22$$

sau :

$$i_{bm} = (1 - \alpha_m)\, i_{em}. \qquad 6.4.23$$

Din egalitatea tensiunilor (în paralel) :

$$r_b \cdot i_{bm} = r_e i_{em} \qquad 6.4.24$$

se află expresia rezistenței de intrare :

$$r_b = \frac{r_e\, i_{em}}{i_{bm}} = \frac{r_e\, i_{em}}{(1 - \alpha_m)\, i_{em}} = \frac{r_e}{1 - \alpha_m}. \qquad 6.4.25$$

Înlocuind pe i_{em} (din expresia 6.4.23) în expresia curentului de ieșire se obține egalitatea :

$$i_{cm} = \alpha\, i_{em} = \alpha_m \frac{i_{bm}}{1 - \alpha_m}. \qquad 6.4.26$$

De aici rezultă expresia coeficientului de amplificare în curent :

$$\beta = \frac{i_{cm}}{i_{bm}} = \frac{\alpha_m}{1 - \alpha_m} \qquad 6.4.27$$

expresie care coincide cu cea găsită în 6.1.53, *a*.

Schema echivalentă (în formă de T) din figura 114 se poate pune sub forma analogă cu schema din figura 113 (fig. 115). În această schemă echivalentă, expresia lui r_b este dată în relația 6.4.25, iar curentul de ieșire se exprimă prin egalitatea (v. 6.4.26) :

$$i_{cm} = i_{bm} \frac{\alpha_m}{1 - \alpha_m}. \qquad 6.4.28$$

6.5. Efectul de lărgire a regiunii sarcinii spațiale a colectorului. Completarea schemei echivalente a tranzistorului la frecvențe joase și semnale mici

Joncțiunea colectorului, cît și joncțiunea emitorului sînt caracterizate prin niște capacități datorite existenței straturilor cu sarcini spațiale în regiunea joncțiunii. Deoarece joncțiunea emitorului este alimentată în sens direct în capacitatea totală a acestei joncțiuni va predomina componenta de difuzie a capacității ; invers, pentru joncțiunea colectorului

Scanned with CamScanner

alimentată în sens invers, va predomina capacitatea barierei C_{cb}. Deși la o joncțiune p—n valoarea capacității de barieră este mai mică decît a capacității de difuzie, în curent alternativ efectul capacității barierii colectorului devine mult mai important decît al capacității de difuzie a emitorului, deoarece prima va scurtcircuita rezistența inversă ridicată a joncțiunii colectorului, iar a doua șuntează rezistența relativ mică a emitorului.

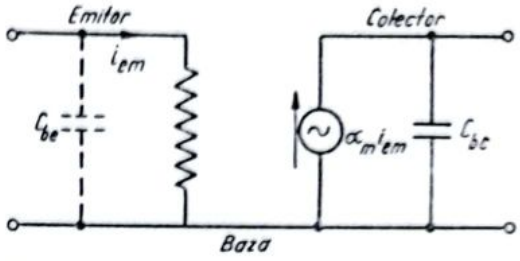


Fig. 116. — Schema echivalentă a tranzistorului la frecvențe joase.

Influența capacității colectorului (și emitorului) se face simțită pentru frecvențe care nu sînt suficient de joase, astfel încît schema echivalentă a tranzistorului lucrînd la frecvențe joase mai mari de 1000 Hz de exemplu, trebuie să fie completată prin luarea în considerație a acestor capacități și în special prin considerarea capacității colectorului (fig. 116).

Capacitatea de difuzie a emitorului C_{be} a fost reprezentată punctat, subliniindu-se astfel rolul ei secundar față de cel al capacității de barieră a colectorului C_{bc}.

Expresiile capacităților joncțiunilor colectorului și emitorului se pot afla prin rezolvarea ecuației lui Poisson pentru sarcinile spațiale din joncțiunea respectivă. La rîndul ei, sarcina spațială poate fi exprimată prin diferite relații în funcție de modul în care sînt distribuite impuritățile în regiunile p și n care formează joncțiunea. În toate cazurile însă, capacitatea joncțiunii va depinde invers proporțional de tensiunea aplicată joncțiunii. Se arată [28] că pentru joncțiunile (deci și tranzistori) obținute prin aliere $C \sim \frac{1}{V^{1/2}}$, pe cînd la joncțiunile obținute prin creștere $C \sim \frac{1}{V^{1/3}}$. Pentru tensiuni $V_{c0} \simeq 5$ V, capacitatea colectorului pentru tranzistorii obținuți prin aliere, este de aproximativ 20—30 pF. Pentru tranzistorii obținuți prin creștere, la o tensiune $V_{c0} \approx 5$ V, capacitatea colectorului este de aproximativ 10 pF.

Odată cu mărirea tensiunii $V_{c0} < 0$, va crește valoarea δ a lărgimii regiunii sarcinii spațiale de la joncțiunea colectorului (această regiune va fi caracterizată printr-o rezistență relativ ridicată datorită micșorării concentrației purtătorilor liberi). În plus, cu cît este mai mică conductibilitatea volumului bazei σ_b, cu atît mai mult regiunea stratului sarcinii spațiale se va întinde în regiunea n acest fapt ducînd la micșorarea grosimii bazei. Rezultă deci că lărgimea bazei va depinde de tensiunea aplicată colectorului, mai ales dacă această tensiune conține și componenta alternativă a tensiunii de colector. În figura 117 se arată cum granița între bază și colector se schimbă în ritmul variației tensiunii colectorului. În figura 117, mărimile δ_e și δ_c reprezintă grosimile regiunilor sarcinilor spațiale la joncțiunea emitorului și respectiv colectorului, în

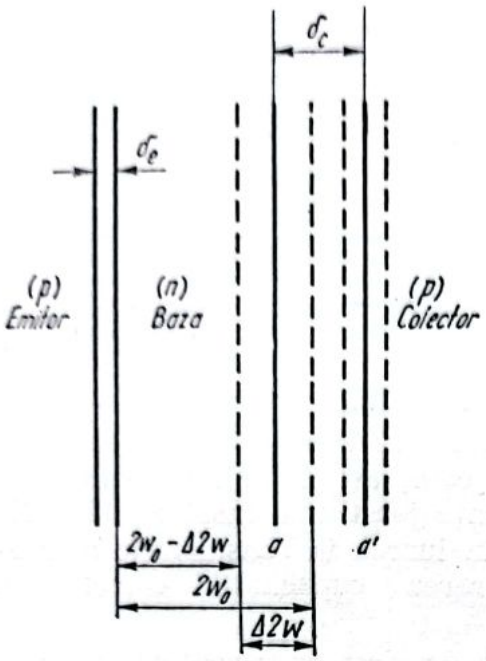


Fig. 117. — Efectul de lărgire a grosimii bazei.

cazul aplicării tensiunilor continue pentru polarizarea tranzistorului. a și a' reprezintă variațiile granițelor regiunii sarcinii spațiale a colectorului, ca urmare a aplicării tensiunii alternative w_{cm}. Se observă că lărgimea bazei se schimbă în jurul valorii medii cu valoarea :

$$w_m(t) = \frac{\Delta 2w}{2} \qquad 6.5.1$$

unde $w_m(t)$ este funcție de tensiunea $v_{cm}(t)$. Are loc o modulație a grosimii bazei, $w_m(t)$ — reprezentînd amplitudinea modulației [24], [25].

Densitatea purtătorilor minoritari (golurilor) în regiunea bazei pentru polarizarea normală ($V_{c0} < 0$) a tranzistorului este dată în figura 108. Valorile de graniță p_{e0} și p_{c0} vor fi determinate de valoarea tensiunilor aplicate (V_{e0} și V_{c0}), cum și de conductibilitatea bazei, nedepinzînd de *dimensiunile* bazei. După cum s-a mai arătat, valoarea p_{c0} tinde spre zero în condiții normale de polarizare a tranzistorului, chiar dacă tensiunea de colector conține și o componentă variabilă (v. 6.3.10 și 6.3.11).

Curentul de goluri în oricare punct al bazei este determinat de *panta* curbei densității golurilor în punctul respectiv $\left(\text{fiindcă } i_p \sim \frac{dp}{dx}\right)$. Dacă lărgimea bazei scade ca urmare a creșterii tensiunii colectorului, atunci panta curbei densității golurilor va crește pe tot domeniul bazei. Astfel, curentul de goluri al emitorului (proporțional cu panta curbei densității golurilor la joncțiunea emitorului) va crește odată cu creșterea tensiunii V_c, chiar dacă tensiunea de emitor V_e rămîne neschimbată (fig. 118). Această variație a curentului de emitor în funcție de variația tensiunii de colector poate fi interpretată ca acțiunea unei legături inverse în tranzistor.

În mod analog, curentul de goluri al colectorului, care este proporțional cu panta curbei densității golurilor la joncțiunea colectorului, va crește dacă tensiunea de colector crește (fig. 118). Variația curentului de colector în funcție de tensiunea de colector poate fi caracterizată printr-o conductanță de colector g_{cm}. Conductanța totală a colectorului g_c va fi compusă din termenul care corespunde conductanței joncțiunii colectorului în absența curentului de emitor ($I_e = 0$) și din termenul datorit variației grosimii bazei :

$$g_c = g_{c0} + g_{cm}. \qquad 6.5.2$$

Scanned with CamScanner

În figura 119 se dă schema echivalentă din figura 116 completată cu generatorul care exprimă reacția internă (inversă) a tranzistorului și conductanța totală a colectorului.

Deci tranzistorul nu este un dispozitiv unilateral, ci un dispozitiv simetric în raport cu bornele de intrare și de ieșire ; într-adevăr, tranzistorul este caracterizat prin posibilitatea de a transmite semnalul în sens direct (amplificare) și invers (reacție), este caracterizat de asemenea prin admitanțele de intrare și de ieșire. Este comod de folosit în schema echivalentă patru reprezentări ale admitanțelor tranzistorului, așa cum se arată în figura 120.

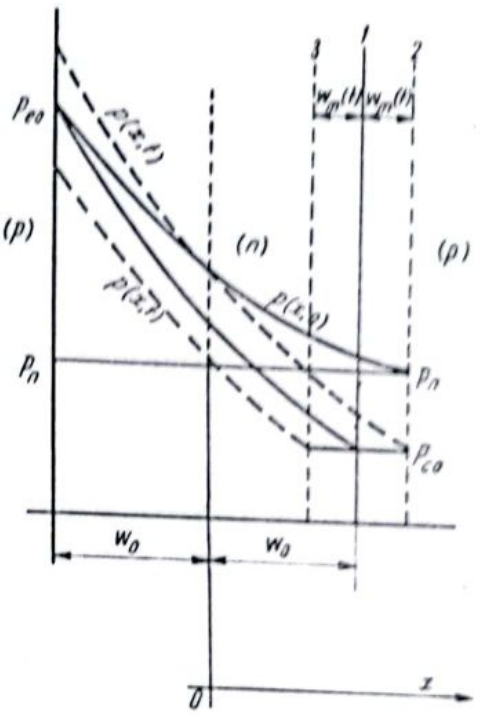


Fig. 118. — Distribuția concentrației golurilor în domeniul bazei.

În schema echivalentă din figura 120 admitanțele y_{ij}^{i} au următoarele semnificații :

y_{11}^{i} este admitanța de intrare și reprezintă valoarea reciprocă a rezistenței (impedanței) de intrare r_e (care, în curent alternativ, este de mărime complexă) ; y_{22}^{i} reprezintă admitanța totală de ieșire, y_{21}^{i} — admitanța de transfer, iar y_{12}^{i} — admitanța legăturii inverse. Mărimile reprezentate în schemă sînt notate cu „i“ la exponent, pentru a sublinia faptul că toți parametrii tranzistorului sînt condiționați numai de procesul de difuzie a purtătorilor minoritari în domeniul bazei. În acest caz admitanța de intrare y_{11}^{i} și admitanța de transfer y_{22}^{i} apar ca rezultat direct al procesului de difuzie a golurilor prin regiunea „n“ a bazei, în timp ce admitanța de ieșire y_{22}^{i} și admitanța legăturii inverse, apar ca rezultat al variației proceselor de difuzie datorită variației grosimii stratului sarcinii spațiale din joncțiunea colectorului sub acțiunea tensiunii $V_c = V_{c0} + v_{cm}$ [23]. Tranzistorul pentru care se iau în considerare numai procesele de difuzie a purtătorilor se numește tranzistor intern.

Atunci cînd pe emitor se aplică tensiunea variabilă $v_{em}(t)$ peste valoarea de graniță a densității golurilor p_{e0} se va suprapune o componentă

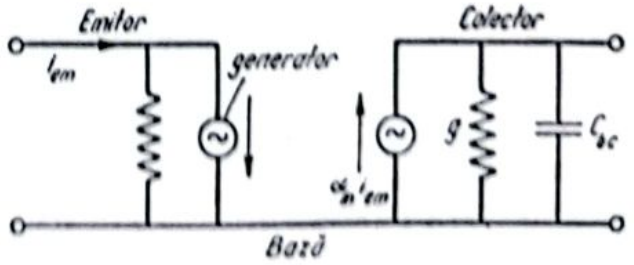


Fig. 119. — Schema echivalentă a tranzistorului la frecvențe joase.

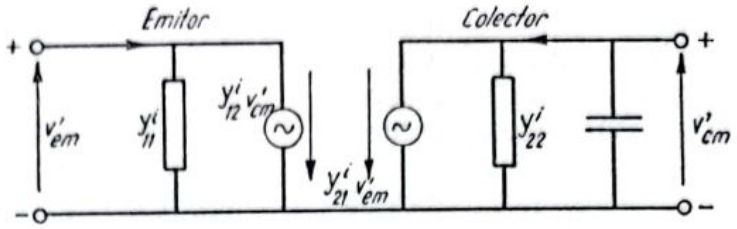


Fig. 120. — Schema echivalentă a tranzistorului exprimată cu ajutorul celor patru admitanțe caracteristice.

variabilă $p'_{em}(t)$. Aplicarea tensiunii variabile $v_{cm}(t)$ pe colector duce la apariția componentei variabile $w_m(t)$ care se suprapune peste lățimea medie a bazei $2w_0$. Problema care apare acum este găsirea unei relații între grosimea bazei și tensiunea de colector.

Coordonata efectivă a joncțiunii colectorului este $x = +w + w_m(t)$; relația între variația în timp a lărgimii bazei $w_m(t)$ și tensiunea colectorului $v_{cm}(t)$ se poate scrie ca :

$$w_m(t) = \frac{\partial(2w)}{\partial V_{c0}} v_{cm}(t). \qquad 6.5.3$$

Într-adevăr, dacă $2w_0$ este grosimea bazei neutre în regim staționar, atunci :

$$2w = 2w_0 + \Delta(2w) = 2w_0 + \left(\frac{\partial(2w)}{\partial V_c}\right)_{Vc0} \cdot \Delta V_c \cdot \qquad 6.5.4$$

Deoarece :

$$\Delta V_c = v_{cm} = V_{cm} \cdot e^{i\omega t}$$

expresia 6.5.4 devine :

$$2w = 2w_0 + \left(\frac{\partial(2w)}{\partial V_c}\right)_{V_{c0}} v_{cm} = 2w_0 + w_m(t)$$

unde :

$$w_m(t) = \left(\frac{\partial(2w)}{\partial V_c}\right)_{V_{c0}} v_{cm}.$$

Mărimea $\frac{\partial(2w)}{\partial V_{c0}}$ depinde de tipul joncțiunii p—n ; formulele necesare se pot obține prin luarea în considerație a variației grosimii stratului sarcinii spațiale în funcție de tensiunea colectorului.

Dacă lărgimea regiunii de trecere a colectorului l_c se exprimă prin relația 5.2.27, grosimea regiunii neutre a bazei se poate scrie (v. 6.1.60) :

$$2w = 2w_0 - l_c(V_c) = 2w_0 - \sqrt{\frac{2\varepsilon(W'_0 - e^0 V_c)(n_n + p_p)}{e^{02}\, n_n\, p_p}} \qquad 6.5.5$$

Evident, expresia lărgimii regiunii de trecere a colectorului poate fi diferită, în funcție de tipul joncțiunii p—n (obținută prin aliere, creș-

Scanned with CamScanner

tere etc.), adică în funcție de cantitatea și modul de distribuție a centrelor de impurități din regiunile p și n care formează joncțiunea. Întotdeauna însă, lărgimea $l_c(V_c)$ va depinde în sens direct de tensiunea de colector :

$$l_c \simeq (V_c)^{1/2}. \qquad 6.5.6$$

În formula 6.5.5 mărimea W_0' reprezintă diferența potențialelor de contact dintre bază și colector, iar n_n și p_p concentrațiile purtătorilor majoritari din bază și respectiv colector. Înlocuind pe W_0' cu produsul $e^0 V_0'$ și introducînd notația :

$$l_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0'}{e^0} \cdot \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}} \qquad 6.5.7$$

relația 6.5.5 devine :

$$2w = 2w_0 - l_0 \sqrt{1 - \frac{V_c}{V_0'}} \qquad 6.5.8$$

de unde se obține :

$$\frac{\partial (2w)}{\partial V_c} = \frac{l_0}{2V_0' \sqrt{1 - \frac{V_c}{V_0'}}} \qquad 6.5.9$$

deoarece

$$\frac{\partial (2w_0)}{\partial V_c} = 0.$$

Pentru tensiuni inverse suficient de mari :

$$-\frac{V_c}{V_0'} \gg 1 \qquad 6.5.10$$

iar expresia 6.5.8 devine :

$$\frac{\partial (2w)}{\partial V_c} \approx \frac{l_0}{2\sqrt{V_0'(V_c)}}. \qquad 6.5.11$$

Formula 6.5.11 este justă pentru joncțiuni (tranzistori) obținute prin aliere. Odată cu creșterea tensiunii colectorului, stratul sarcinii spațiale se lărgește cu precădere în regiunea bazei, granița dinspre colector rămînînd practic fixă. În cazul joncțiunilor obținute prin creștere, odată cu mărirea tensiunii colectorului, stratul sarcinii spațiale se lărgește în mod egal în ambele părți și ca atare relația între variația grosimii bazei $w_m(t)$ și grosimea stratului sarcinii spațiale este de forma exprimată prin relația 6.1.65.

Introducînd în ecuațiile 6.3.31 și 6.3.32 notațiile :

$$A = \frac{e}{kT} \cdot \frac{e \cdot D_p \cdot p_{c0}}{L_p}\ ;\ t = \frac{2w_0}{L_p} \qquad 6.5.12$$

Scanned with CamScanner

aceste ecuații devin :

$$i_{pem} = V_{em} \cdot A \cdot s \cdot \text{cth}\,(s.t) \qquad 6.5.13$$

$$i_{pcm} = V_{em} \cdot A \cdot s \cdot \text{csch}\,(s \cdot t) \qquad 6.5.14$$

unde

$$s^2 = 1 + i\omega\tau_p.$$

În acest caz, pentru tranzistorul intern (în care se iau în considerație numai procesele de difuzie), neglijînd curenții de electroni, se poate scrie :

$$\alpha^i = \frac{i_{pcm}}{i_{pem}} = \frac{\text{csch}\,(s \cdot t)}{\text{cth}\,(s \cdot t)} = \frac{1}{\text{ch}\,(st)}. \qquad 6.5.15$$

Pentru frecvențe joase, în dezvoltarea funcției hiperbolice se iau numai primii doi termeni :

$$\alpha^i = \frac{1}{1 + \frac{(s \cdot t)^2}{2}} = \frac{1}{1 + \frac{(1 + i\omega\tau_p)t^2}{2}} = \frac{1}{1 + \frac{t^2}{2} + i\omega\tau_p \frac{t^2}{2}}. \qquad 6.5.16$$

Împărțind prin $1 + \frac{t^2}{2}$ se obține :

$$\alpha^i = \frac{\frac{1}{1 + \frac{t^2}{2}}}{1 + i\omega\tau_p \frac{t^2}{2\left(1 + \frac{t^2}{2}\right)}} \qquad 6.5.17$$

care se mai poate scrie sub forma :

$$\alpha^i = \frac{\alpha_0^i}{1 + \frac{i\omega}{\omega_\alpha^i}} \qquad 6.5.18$$

unde :

$$\alpha_0^i = \frac{1}{1 + \frac{t^2}{2}}\ ;\ \omega_\alpha^i = \frac{2L_p^2}{\alpha_0^i \tau_p (2\omega_0)^2} = \frac{2D_p}{\alpha_0^i (2\omega_0)^2}. \qquad 6.5.19$$

Relația 6.5.18 a fost folosită pentru analiza parametrilor tranzistorului în paragraful precedent (v. 6.5.14).

Pentru a înțelege mai clar modul în care factorul de amplificare depinde de frecvență se vor analiza fenomenele care au loc în tranzistorul intern atunci cînd la intrare se aplică un impuls (salt) de tensiune [23].

După cum s-a arătat, proprietățile de ieșire ale tranzistorului sînt determinate de procesul de difuzie al purtătorilor minoritari injectați în

domeniul bazei. Semnalul aplicat emitorului nu poate să apară la colector decît după un timp oarecare necesar purtătorilor minoritari să difuzeze prin bază spre colector. Acest timp poartă denumirea de *timp de trecere* a purtătorilor prin bază. Dacă la emitor se aplică un impuls de tensiune, acest impuls apare la colector nu numai întîrziat — datorită constantei de timp de trecere prin bază — ci și lărgit ca urmare a mișcării termice dezordonate a purtătorilor minoritari injectați în bază. Acest ultim fenomen poartă numele de împrăștiere a purtătorilor în regiunea bazei.

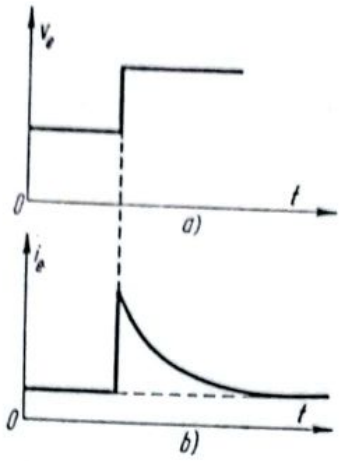


Fig. 121. — Dependența în timp a tensiunii de pe emitor și a curentului de emitor.

Dacă pe emitor se aplică un impuls de tensiune (fig. 121, *a*), atunci are loc o creștere bruscă a densității golurilor la marginea joncțiunii emitorului (fig. 122). În condiții normale de polarizare a tranzistorului, valoarea maximă a densității golurilor injectate în bază se află în punctul *a*, pe cînd atunci cînd se aplică saltul de tensiune valoarea maximă a densității golurilor la granița bază-emitor este dată de punctul *b*, astfel încît panta curbei densității golurilor va crește ceea ce duce la o creștere a curentului de emitor (fig. 121 *b*). Întrucît golurile injectate difuzează mai departe în bază spre colector, panta curbei densității golurilor scade ceea ce conduce la scăderea corespunzătoare a curentului de goluri (fig. 121, *b*). Panta acestei curbe la joncțiunea colectorului e mai mică decît panta la joncțiunea emitorului și ca atare, curentul de goluri al colectorului este ceva mai mic decît al emitorului (ca urmare a recombinării în bază și scurgerii unei componente a curentului prin electrodul bazei). Din figura 121 se vede că dependența tensiunii și curentului de emitor (cînd se aplică un impuls de tensiune), este similară cu dependența curentului și tensiunii într-un circuit format dintr-o capacitate, conectat în paralel cu o rezistență ; cu alte ouvinte, admitanța de intrare a emitorului y_{11}^{t} poate fi reprezentată printr-o rezistență conectată în paralel cu o capacitate.

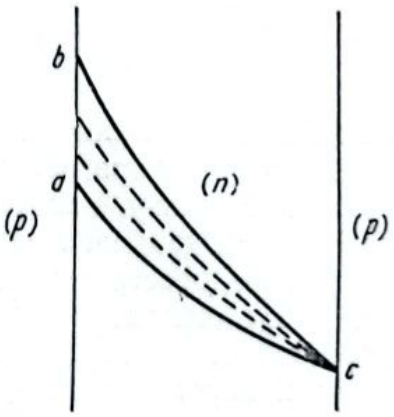


Fig. 122. — Creșterea densității golurilor la marginea joncțiunii emitorului.

La fel se poate arăta că celelalte admitanțe y_{12}^{i}, y_{21}^{i}, y_{22}^{i} pot fi reprezentate prin circuite formate dintr-o capacitate în paralel cu o rezistență (admitanța y_{22}^{t}) sau dintr-o capacitate în serie cu o inductanță (admitanțele y_{12}^{t} și y_{21}^{t}). De exemplu, pentru admitanța de transfer y_{21}^{i} se poate găsi o reprezentare echivalentă pornind de la analiza curentului care trece prin bază în colector. Este evident că în urma aplicării unui

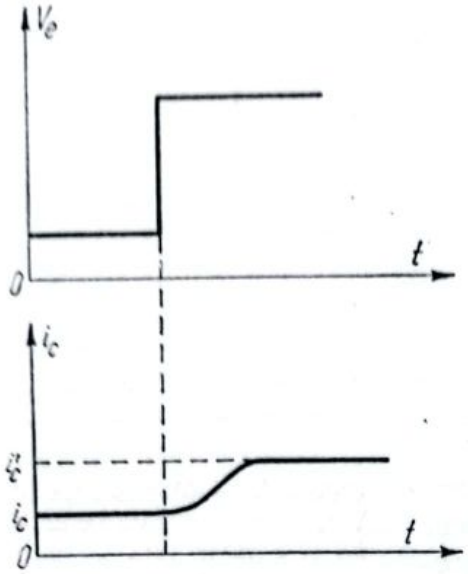


Fig. 123. — Dependența în timp a tensiunii pe emitor (salt de tensiune) și a curentului de colector corespunzător.

impuls de tensiune la emitor, panta curbei densității golurilor va crește nu numai la granița joncțiunii emitorului, ci și la granița joncțiunii colectorului (punctul c, în figura 122), ceea ce duce la o creștere corespunzătoare a curentului de colector pînă la o valoare i'_c — rămînînd în continuare constant (fig. 123). Din figura 123 se vede că, în acest caz, caracterul dependenței în timp a tensiunii de emitor și a curentului de colector (deci dependența $i_c = f(V_e)$, este cel al dependenței curentului de tensiune într-un circuit serie format dintr-o rezistență și o inductanță.

Capacitățile echivalente ale admitanțelor y^i_{11} și y^i_{22} sînt capacități de difuzie și deși ele pot fi reprezentate în schema echivalentă (completată) a tranzistorului intern ca apărînd în joncțiunile respective, trebuie precizat că ele apar ca urmare a distribuției efectelor în *toată baza* și ca atare se deosebesc de capacitățile sarcinilor spațiale.

Dacă frecvența semnalului de curent alternativ aplicat la emitor crește astfel încît perioada semnalului devine pînă la urmă comparabilă cu timpul de trecere prin bază, atunci la colector are loc o stingere a fazelor și ca urmare curentul de colector începe să scadă dacă frecvența continuă să crească. De aceea, pentru obținerea unei frecvențe limită cît mai superioară este necesar ca timpul de trecere prin bază a purtătorilor minoritari să fie minim ; aceasta, la rîndu-i, cere ca grosimea bazei să fie cît mai mică.

Micșorarea grosimii bazei conduce de asemenea la micșorarea componentei curentului care se scurge prin capacitatea de difuzie a emitorului, curent care devine din ce în ce mai mare odată cu creșterea frecvenței semnalului. După cum se știe, cu cît grosimea bazei e mai mare cu atît sarcina electrică înmagazinată în bază este mai mare, deci și capacitatea de difuzie a emitorului e mai mare. La frecvențe ridicate, o parte însemnată a curentului emitorului se închide prin această capacitate și nu ajunge la colector. Micșorarea grosimii bazei (deci și a curentului parazit) conduce și în acest mod la ridicarea frecvenței limite de amplificare. După cum s-a mai menționat se definește ca frecvență limită internă a unui tranzistor, frecvența la care modulul factorului intern de amplificare în curent scade la 0,707 din valoarea sa la frecvențe joase :

$$|\alpha^i_m| = 0{,}707\ \alpha_0. \qquad 6.5.20$$

Scanned with CamScanner

CAPITOLUL

7

Teoria generală a tranzistorului. Regimul tranzitoriu. Caracteristici generale şi scheme echivalente

7.1. Teoria generală a tranzistorului $p-n-p$ $(n-p-n)$. Schema echivalentă a tranzistorului intern

Faţă de ipotezele anterioare, pentru găsirea soluţiei generale a tranzistorului p—n—p, vor mai fi luate în consideraţie încă două :

— semnalul de curent alternativ are o formă arbitrară ;

— se va ţine seama de efectul modulaţiei lărgimii bazei ca urmare a variaţiei tensiunii colectorului.

Urmînd procedeul descris în lucrările [23]—[25], se va rezolva ecuaţia continuităţii pentru domeniul bazei, luîndu-se în consideraţie ipotezele suplimentare de mai sus şi apelînd la metoda transformatei lui Laplace. Pentru a cerceta modul în care influenţează variaţia lărgimii bazei asupra valorii medii a distribuţiei densităţii golurilor în bază, se poate face presupunerea că lărgimea bazei rămîne constantă şi egală cu $2w_0$, iar graniţa colectorului variază cu valorile $\pm w_m(t)$. Făcînd această presupunere se poate ajunge la acelaşi efect rezultant considerînd în locul variaţiei grosimii bazei, nişte condiţii la limită fictive pentru graniţa — presupusă variabilă — a colectorului.

Se presupune că variaţia poziţiei graniţei colectorului influenţează numai asupra valorii medii a densităţii golurilor, neglijîndu-se influenţa asupra densităţii golurilor componentei variabile a curentului (datorită valorii foarte mici a acesteia).

În figura 118 se arată cum variază graniţa colectorului ca urmare a modulaţiei grosimii bazei. În figura 124 se reprezintă, într-o scară mă-

Scanned with CamScanner

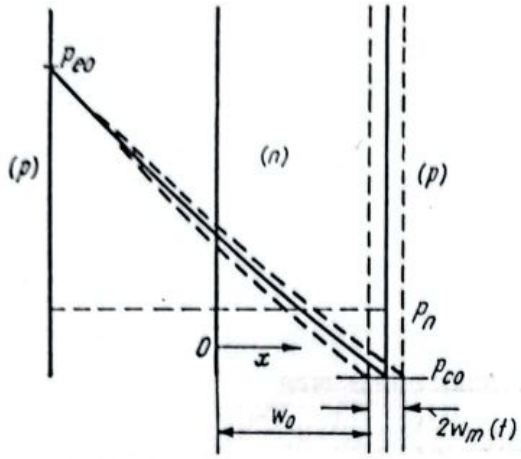


Fig. 124. — Modificarea poziției graniței colectorului ca urmare a modulației grosimii bazei.

rită, aspectul domeniului din vecinătatea graniței colectorului, unde valoarea medie a densității golurilor la colector p_{c0} corespunde poziției variabile $x = w_0 + w_m(t)$.

Conform ipotezei $w_m(t) \ll 2w_0$, se poate afirma că densitatea $p_0(x)$ a golurilor în bază variază liniar cu x în regiunea din vecinătatea imediată a graniței colectorului ; în afară de aceasta se poate afirma că datorită influenței lui $w_m(t)$ curba densității golurilor se deplasează paralel cu ea însăși (dreptele punctate din figura 124). Aceasta înseamnă că, în primă aproximație, condiția constanței densității golurilor la o schimbare a graniței joncțiunii colectorului, poate fi înlocuită prin condiția variației densității golurilor, poziția graniței joncțiunii colectorului rămînînd neschimbată. Din figura 124 se vede cum variația poziției reale a graniței colectorului poate fi luată în considerare cu ajutorul variației densității golurilor la marginea unei granițe fictive a colectorului. Folosind această reprezentare, densitatea golurilor în punctul $x = w_0 + w_m(t)$ se poate reprezenta ca rezultat al micșorării densității golurilor în punctul $x = +w_0$. Cu alte cuvinte valoarea fictivă de graniță a densității golurilor pentru $x = +w_0$ se poate găsi luînd în considerare expresia lui $p_0(x)$ pentru $x = +w_0 + w_m(t)$ (fig. 124). Înlocuind în ecuația 6.2.14 aceasta devine :

$$p\,[w_0 + w_m(t)] - p_n = \frac{1}{\operatorname{sh}\frac{2w_0}{L_p}}\left[(p_{e0} - p_n)\operatorname{sh}\frac{-w_m(t)}{L_p} + \right.$$

$$\left. + (p_{c0} - p_n)\operatorname{sh}\frac{2w_0 + w_m(t)}{L_p}\right] \qquad 7.1.1$$

Ținînd seama (în ipoteza $w_m(t) \ll L_p$) că :

$$\operatorname{sh}\left[\frac{2w_0}{L_p} + \frac{w_m(t)}{L_p}\right] = \operatorname{sh}\frac{2w_0}{L_p}\cdot\operatorname{ch}\frac{w_m(t)}{L_p} + \operatorname{sh}\frac{w_m(t)}{L_p}\cdot\operatorname{ch}\frac{2w_0}{L_p} \qquad 7.1.2$$

$$\operatorname{sh}\frac{2w_0}{L_p} + \operatorname{ch}\frac{2w_0}{L_p}\operatorname{th}\frac{w_m(t)}{L_p} \approx \operatorname{sh}\frac{2w_0}{L_p} + \frac{w_m(t)}{L_p}\cdot\operatorname{ch}\frac{2w_0}{L_p} \qquad 7.1.3$$

și că :

$$\operatorname{sh}\left(\frac{w_m(t)}{L_p}\right) \approx \frac{w_m(t)}{L_p}\ ;\ \operatorname{ch}\left(\frac{w_m(t)}{L_p}\right) \simeq 1 \qquad 7.1.4$$

Scanned with CamScanner

ecuația 7.1.1 devine :

$$p\,[+w_0 + w_m(t)] - p_n = \frac{1}{\operatorname{sh}\frac{2w_0}{L_p}}\left\{(p_{e_0} - p_n)\left[-\frac{w_m(t)}{L_p}\right] + \right.$$

$$\left. + (p_{c_0} - p_n)\left[\operatorname{sh}\frac{2w_0}{L_p} + \frac{w_m(t)}{L_p}\operatorname{ch}\frac{2w_0}{L_p}\right]\right\} = \qquad 7.1.5$$

$$= (p_{c_0} - p_n) + \frac{w_m(t)}{L_p}\left[(p_{c_0} - p_n)\operatorname{cth}\frac{2w_0}{L_p} - (p_{e_0} - p_n)\operatorname{csch}\frac{2w_0}{L_p}\right] \qquad 7.1.6$$

Valoarea lui $p(x, t)$ determinată de ecuația 7.1.6 reprezintă condiția la limită care trebuie luată în considerare pentru joncțiunea colectorului fixată în punctul $x = +w_0$, spre a explica fenomenul variației bazei sub influența tensiunii colectorului.

Condițiile la limite pentru cazul semnalelor alternative de formă arbitrară au fost obținute deja în ecuațiile 6.3.9 și 6.3.11 în ipoteza că :

$$V_{em}(t) \ll \frac{kT}{e}\ ;\ V_{cm}(t) \ll \frac{kT}{e}. \qquad 7.1.7$$

În figura 125 se arată schematic caracterul variației densității golurilor în bază atunci cînd se aplică tensiuni alternative externe. Figura reprezintă o ușoară modificare a figurii 118 — conform considerațiilor făcute mai sus : în loc de o poziție variabilă a graniței colectorului se reprezintă schematic variația densității golurilor în jurul valorii p_{c_0} pentru o poziție constantă a graniței joncțiunii colectorului.

Dacă se ia în considerare condiția la limită fictivă pentru granița colectorului, exprimată prin creșterea concentrației golurilor ca urmare a modulației lărgimii bazei, atunci condițiile la limită totale vor fi :

La granița joncțiunii emitorului (pentru $x = -w_0$) :

$$p = p_{e_0} + p'_{em}(t). \qquad 7.1.8$$

La granița joncțiunii colectorului, presupusă fixă ($x = +w_0$) :

$$p = p_{c_0} + p'_{em}(t) + \frac{w_m(t)}{L_p}\left[(p_{e_0} - p_n)\operatorname{csch}\frac{2w_0}{L_p} - \right.$$

$$\left. - (p_{c_0} - p_n)\operatorname{cth}\frac{2w_0}{L_p}\right] \qquad 7.1.9$$

unde p_{e_0}, p'_{em}, p_{c_0} și p_{em} sînt determinate de ecuațiile 6.3.8—6.3.11. Cel de al treilea termen din membrul al doilea al ecuației 7.1.9 (termen definit de relația 7.1.6), s-a luat cu semn schimbat deoarece, după cum se vede

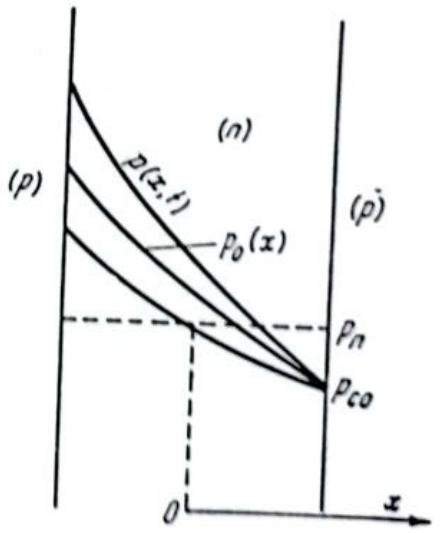


Fig. 125. — Schema schimbării densității golurilor în bază, ca urmare a aplicării tensiunilor alternative externe.

din figura 124, dacă mărimea $2w_0$ ar crește cu $w_m(t)$, aceasta ar duce la o *micșorare* a densității golurilor în punctul $x=+w_0+w\ (t)$. Trebuie subliniat încă odată că poziția joncțiunii colectorului se consideră fixă în punctul $x=+w_0$, iar influența modulației grosimii bazei se ia în considerare prin variația mărimii densității golurilor la joncțiunea colectorului.

Întrebuințînd condițiile la limite 7.1.8 și 7.1.9, se poate trece la rezolvarea ecuației continuității pentru goluri în domeniul bazei în cazul semnalelor de curent alternativ de formă arbitrară.

Fie $p(x, t)$ — valoarea momentană totală a densității golurilor în bază. Întrucît p_n nu depinde de x și de t, el se poate introduce sub derivatele în raport cu timpul sau cu coordonata (se consideră în continuare cazul unidimensional); atunci ecuația continuității 6.2.2. sau 6.3.14, *a* se poate scrie ca :

$$\frac{\partial}{\partial t}(p - p_n) = -\frac{p - p_n}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2}{\partial x^2}(p - p_n). \qquad 7.1.10$$

Această ecuație se mai poate scrie sub forma :

$$\frac{\partial}{\partial t}[(p - p_0) + (p_0 - p_n)] = -\frac{(p - p_0) + (p_0 - p_n)}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2}{\partial x^2}[(p - p_0) + (p_0 - p_n)] \qquad 7.1.11$$

sau :

$$\frac{\partial}{\partial t}(p - p_0) = \left[-\frac{p - p_0}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2}{\partial x^2}(p - p_0)\right] + \left[-\frac{p_0 - p_n}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2}{\partial x^2}(p_0 - p_n)\right] \qquad 7.1.12$$

deoarece $(p_0 - p_n)$ nu depinde de t.

Dar $(p_0 - p_n)$ reprezintă tocmai soluția ecuației continuității pentru regimul staționar găsită în paragraful 6.2. (v. formula 6.2.14). Înlocuind expresia 6.2.14 pentru $(p_0 - p_n)$ în ecuația 7.1.12, cea de-a doua paranteză se anulează și ca atare din 7.1.12 rămîne :

$$\frac{\partial}{\partial t}(p - p_0) = -\frac{p - p_0}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2}{\partial x^2}(p - p_0). \qquad 7.1.13$$

Ecuația 7.1.13 reprezintă ecuația diferențială pentru densitatea de curent alternativ a golurilor și se poate rezolva prin metoda transformatei Laplace [23]. *

Fie funcția :

$$P_m(x, c) = \mathcal{L}[p(x, t) - p_0(x)] \qquad 7.1.14$$

* După cum s-a menționat la începutul paragrafului rezolvarea ecuației continuității se face urmînd procedeul descris în lucrările [23]—[25], acesta fiind procedeul cel mai indicat și elegant.

Atunci se poate scrie :

$$\mathcal{F}\left\{\frac{\partial}{\partial t}\left[p\,(x,\,t)-p_0\,(x)\right]\right\}=c\,P_m \qquad 7.1.15$$

unde s-a presupus că :

$$p\,(x,\,0)-p_0\,(x)=0 \qquad 7.1.16$$

adică în momentul inițial ($t=0$) semnalul de curent alternativ este egal cu zero.

Transformarea ecuației 7.1.13 se face în felul următor :
Dacă :

$$P_m\,(x,\,c)=p-p_0;\quad c=\frac{\partial}{\partial t} \qquad 7.1.17$$

atunci :

$$c\;P_m=-\frac{P_m}{\tau_p}+D_p\frac{\partial^2 P_m}{\partial x^2} \qquad 7.1.18$$

sau :

$$\frac{\partial^2 P_m}{\partial x^2}-\frac{1}{L_p^2}\,(1+c\,\tau_p)\,P_m=0. \qquad 7.1.19$$

Ecuația 7.1.19 are soluția de forma (v. 6.2.8 ; 6.3.24) :

$$P_m(x,\,c)=A\;\mathrm{sh}\left[\frac{s(w_0-x)}{L_p}\right]+B\;\mathrm{sh}\left[\frac{s(w_0+x)}{L_p}\right] \qquad 7.1.20$$

unde $s^2=1+c\tau_p$. Pentru a putea găsi constantele A și B este necesară aplicarea condițiilor la limite, care la rîndu-le trebuie transformate prin metoda transformatei Laplace.

Din 7.1.8 se scoate :

$$p-p_{e0}=p'_{em}(t) \qquad 7.1.21$$

Dar pentru $x=-w_0$, din ecuația 6.2.14 rezultă :

$$p_0-p_n\big|_{x=-w_0}=p_{e0}-p_n. \qquad 7.1.22$$

Atunci ecuația 7.1.21 se poate scrie :

$$p-p_0=p'_{em}(t) \qquad 7.1.23$$

Transcriind ecuația 6.3.9 :

$$p_{em}\,(t)=p_{e0}\frac{e}{kT}\,v_{em}(t) \qquad 7.1.24$$

și aplicînd transformata Laplace mărimii $v_{em}(t)$:

$$\mathcal{F}\,v_{em}\,(t)=V_{em}\,(c) \qquad 7.1.25$$

Scanned with CamScanner

această ecuație (7.1.24) devine :

$$P_m(-w_0, c) = p_{e0}\frac{e}{kT}V_{em}(c) \qquad 7.1.26$$

unde s-a luat :

$$P_m(-w_0, c) = p - p_0. \qquad 7.1.27$$

În mod analog, ținînd seama că din 6.2.14 se obține pentru $x=+w_0$:

$$p_0 - p_n\Big|_{x=+w_0} = p_{c0} - p_n \qquad 7.1.28$$

relația 7.1.9 se poate scrie sub forma :

$$p - p_0 = p'_{cm}(t) + \frac{w_m(t)}{L_p}\left[(p_{e0} - p_n)\operatorname{csch}\frac{2w_0}{L_p} - (p_{c0} - p_n)\operatorname{cth}\frac{2w_0}{L_p}\right]. \qquad 7.1.29$$

Înlocuind pe $w_m(t)$ cu expresia sa din 6.5.3 și ținînd seama de 6.3.11 se obține :

$$p - p_0 = p_{e0}\frac{e}{kT}v_{cm}(t) + \frac{\partial(2w_0)}{\partial V_{c0}}\cdot\frac{1}{L_p}\left[(p_{e0} - p_n)\operatorname{csch}\frac{2w_0}{L_p} - (p_{c0} - p_n)\operatorname{cth}\frac{2w_0}{L_p}\right]v_{cm}(t). \qquad 7.1.30$$

În mod analog cu 7.1.26 se poate aplica transformata lui Laplace în care se ia pentru $x=+w_0$:

$$P_m(+w_0, c) = p - p_0 \qquad 7.1.31$$

$$P_m(+w_0, c) = \left\{p_{c0}\frac{e}{kT} + \frac{\partial(2w_0)}{\partial V_{c0}}\cdot\frac{1}{L_p}\left[(p_{e0} - p_n)\operatorname{csch}\frac{2w_0}{L_p} - (p_{c0} - p_n)\operatorname{cth}\frac{2w_0}{L_p}\right]\right\}V_{cm}(c) \qquad 7.1.32$$

Ținînd seama de condițiile la limite, constantele A și B ale soluției 7.1.20 se află în mod similar cu cel arătat în paragraful 6.3 (v. 6.2.12 și 6.2.13). Ecuația 7.1.20 se poate atunci transcrie :

$$P_m(x, c) = \frac{1}{\operatorname{sh}\frac{s\cdot 2w_0}{L_p}}\left[P_m(-w_0, c)\cdot\operatorname{sh}\frac{s(w_0 - x)}{L_p} + P_m(+w_0, c)\operatorname{sh}\frac{s(w_0 + x)}{L_p}\right] \qquad 7.1.33$$

unde $P_m(-w_0, c)$ și $P_m(+w_0, c)$ sînt date de 7.1.26 și 7.1.32, iar $s^2 = 1 + c\tau_p$.

Ecuația 7.1.33 reprezintă soluția transformată (prin metoda transformatei Laplace) pentru densitatea golurilor în domeniul bazei, referitoare la componenta variabilă a curentului. Transformata soluției pentru densitatea totală a golurilor trebuie să ia în considerație și componenta continuă a densității golurilor. Dacă $P_0(x)$ reprezintă transformata soluției

referitoare la componenta continuă a curentului, soluția generală se scrie :

$$P\,(x,\,c) = P_0\,(x) + P_m^{*}\,(x,\,c) \qquad 7.1.34$$

unde :

$$P_0 x = \frac{1}{c}\,(P_0 - P_n);\; P_m^{*}\,(x,c) = P_m\,(-w_0,\,c) + P_m\,(+w_0,\,c). \qquad 7.1.35$$

Făcînd înlocuirile ecuația 7.1.34 devine :

$$P\,(x,c) = P_0(x) + P_m^{*}\,(x,c) = \frac{1}{c}\,\frac{1}{\operatorname{sh}\dfrac{2w_0}{L_p}}\left[(p_{e0}-p_n)\operatorname{sh}\frac{w_0-x}{L_n}+(p_{c0}-p_n)\operatorname{sh}\frac{w_0+x}{L_p}\right]+$$

$$+\frac{e}{kT}\cdot\frac{1}{\operatorname{sh}\dfrac{s\cdot 2w_0}{L_p}}\left\{p_{e0}V_{em}\,(c)\cdot\operatorname{sh}\frac{s(w_0-x)}{L_p}+(p_{c0}+\mathrm{K})\,V_{cm}(c)\operatorname{sh}\frac{s\,(w_0-x)}{L_p}\right\} \qquad 7.1.36$$

unde :

$$\mathrm{K} = \frac{kT}{e}\cdot\frac{1}{L_p}\cdot\frac{\partial(2w_0)}{\partial V_{c0}}\left[(p_{e_0}-p_n)\operatorname{csch}\frac{2w_0}{L_p}-(p_{c0}-p_n)\operatorname{cth}\frac{2w_0}{L_p}\right]. \qquad 7.1.37$$

Ecuația 7.1.36 reprezintă soluția totală pentru densitatea golurilor în domeniul bazei prin luarea în considerație a variației poziției granței colectorului, pentru toate frecvențele și pentru orice fel de tensiuni aplicate joncțiunilor în conformitate cu următoarele limitări :

$$v_{em}\,(t) \ll \frac{kT}{e}\;;\quad v_{cm}(t) \ll \frac{kT}{e};\; w_m\,(t) \ll 2w_0. \qquad 7.1.38$$

Densitatea curentului de goluri în domeniul bazei se află cu ajutorul ecuației :

$$I_p = -eD_p\,\frac{\partial P}{\partial x} \qquad 7.1.39$$

unde $I_p = I_{p0}\,(x) + I_{pm}^{*}\,(x,c)$ reprezintă suma transformată a curentului variabil și a celui constant. Ținînd seama de 7.1.36, ecuația 7.1.39 devine :

$$I_p = I_{p0}\,(x) + I_{pm}^{*}\,(x,\,c) = \frac{1}{c}\cdot\frac{e\cdot D_p}{L_p}\cdot\frac{1}{\operatorname{sh}\dfrac{2w_0}{L_p}}\left[(p_{e0}-p_n)\operatorname{ch}\frac{w_0-x}{L_p}-(p_{c0}-\right.$$

$$\left.-p_n)\operatorname{ch}\frac{w_0-x}{L_p}\right]+\frac{e}{kT}\cdot\frac{s\cdot e\cdot D_p}{L_p}\cdot\frac{1}{\operatorname{sh}\dfrac{s\cdot 2w_0}{L_p}}\left[p_{e0}\,V_{em}\operatorname{ch}\frac{s\,(w_0-x)}{L_p}-\right.$$

$$\left.-(p_{c0}+\mathrm{K})\,V_{em}\operatorname{ch}\frac{s\,(w_0-x)}{L_p}\right]. \qquad 7.1.40$$

Scanned with CamScanner

Această ecuație reprezintă soluția totală pentru densitatea curentului de goluri în domeniul bazei prin luarea în considerare a variației poziției graniței colectorului, pentru toate frecvențele și tensiunile cu limitările date de 7.1.38.

Pentru temperatura camerei $kT/e \simeq 0{,}025$ eV. În acest caz condiția $v_{cm}(t) \ll \frac{kT}{e}$ nu poate fi respectată întotdeauna, mai ales cînd tranzistorul lucrează ca amplificator. Pentru lucrul cu maximă eficacitate de amplificare, valoarea de vîrf a tensiunii $v_{cm}(t)$ poate atinge valoarea tensiunii de polarizare, adică ~ 5 V. În acest caz $v_{cm}(t) \gg 0{,}025$ eV. Totuși limitarea impusă de condiția $v_{cm}(t) \ll 0{,}025$ eV se poate ridica dacă se consideră tranzistorul ca lucrînd în condiții normale de polarizare. S-a arătat că pentru $V_{c0} < 0$ suficient de ridicată astfel încît să se obțină saturarea colectorului, se poate lua $p_{c0} \simeq 0$. Limitarea $v_{cm}(t) \ll \frac{kT}{e}$ s-a impus pentru a se putea lua pentru p_{cm} expresia :

$$p_{cm} = p_{c0} \frac{e}{kT} v_{cm} . \qquad 7.1.41$$

Evident $p_{cm} \approx 0$, în oricare dintre cazuri, deoarece $p_{c0} \simeq 0$. Ținînd seama de acest fapt, în condițiile normale de lucru ale tranzistorului, se pot neglija mărimile care conțin termenul p_{c0} în ecuațiile 7.1.36 și 7.1.40 care devin [23] :

$$P_n(x) + P_m^*(x, c) = \frac{1}{c} \cdot \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{2w_0}{L_p}} \left[(p_{e0} - p_n) \operatorname{sh} \frac{w_0 - x}{L_p} - p_n \operatorname{sh} \frac{w_0 + x}{L_p} \right] +$$

$$+ \frac{e}{kT} \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p}} \left[p_{e0} V_{em} \operatorname{sh} \frac{s(w_0 - x)}{L_p} + \kappa V_{em} \operatorname{sh} \frac{s(w_0 + x)}{L_p} \right] ; \qquad 7.1.42$$

$$I_{p0}(x) + I_{pm}^*(x, c) = \frac{1}{c} \cdot \frac{e D_p}{L_p} \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{2w_0}{L_p}} \left[(p_{e0} - p_n) \operatorname{ch} \frac{w_0 - x}{L_p} + p_n \operatorname{ch} \frac{w_0 + x}{L_p} \right] +$$

7.1.43

$$+ \frac{e}{kT} \cdot \frac{s \cdot e \cdot D_p}{L_p} \cdot \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p}} \left[p_{e0} V_{em} \operatorname{ch} \frac{s(w_0 - x)}{L_p} - \kappa V_{em} \operatorname{ch} \frac{s(w_0 + x)}{L_p} \right] .$$

Ecuațiile 7.1.42 și 7.1.43 se supun doar următoarelor restricții [23] :

$$v_{em}(t) \ll \frac{kT}{e} ; \quad w_m(t) \ll 2 w_s . \qquad 7.1.44$$

Scanned with CamScanner

Curenții de goluri la joncțiunile emitorului și colectorului se află punînd în ecuația 7.1.43 $x=-\omega_0$ și respectiv $x=+\omega_0$:

$$I_{pe_0}+I^{*}_{pem}(c)=\frac{1}{c}\cdot\frac{e\cdot D_p}{L_p}\left[(p_{e_0}-p_n)\operatorname{cth}\frac{2w_0}{L_p}+p_n\operatorname{csch}\frac{2w_0}{L_p}\right]+$$
$$+\frac{e}{kT}\cdot\frac{s\cdot e\cdot D_p}{L_p}\cdot\left[p_{e_0}V_{em}\operatorname{cth}\frac{s\cdot 2w_0}{L_p}-\mathrm{K}\,V_{em}\operatorname{csch}\frac{s\cdot 2w_0}{L_p}\right]. \qquad 7.1.45$$

$$I_{pc_0}+I^{*}_{pcm}(c)=\frac{1}{c}\cdot\frac{e\cdot D_p}{L_p}\left[(p_{e_0}-p_n)\operatorname{csch}\frac{2w_0}{L_p}+p_n\operatorname{cth}\frac{2w_0}{L_p}\right]+$$
$$+\frac{e}{kT}\cdot\frac{s\cdot e\cdot D_p}{L_p}\left[p_{e_0}V_{em}\operatorname{csch}\frac{s\cdot 2w_0}{L_p}-\mathrm{K}\,V_{em}\operatorname{cth}\frac{s\cdot 2w_0}{L_p}\right]. \qquad 7.1.46$$

Printr-un procedeu analog se poate găsi curentul de electroni prin joncțiunea emitorului. Din 6.2.29 și 6.3.50 se obține :

$$I_{ne_0}+I_{nem}=\frac{1}{c}\cdot\frac{e\cdot D_n}{L_n}(n_{e_0}-n_{pe})+\frac{e}{kT}\cdot\frac{s\cdot e\cdot D_n}{L_p}n_{e_0}\cdot V_{pm}. \qquad 7.1.47$$

În ecuațiile 7.1.45 și 7.1.46 mărimea s este dată de $s^2=1+i\omega\tau_p=s_p^2$ pe cînd în 7.1.47 $s^2=s_n^2=1+i\omega\tau_n$, în care $c=i\omega$. Mărimile I_p și I_n sînt transmatele curenților i_p și i_n :

$$I_p=\frac{1}{c}i_p;\quad I_n=\frac{1}{c}i_n. \qquad 7.1.48$$

De asemenea, dacă se neglijează fenomenul de multiplicare al colectorului, atunci se poate socoti că în joncțiunea colectorului nu există componenta alternativă a curentului de electroni ; în plus, prin analogie cu $p_{c_0}\approx 0$ se ia $n_{c_0}\approx 0$ și ecuația 6.2.32 devine (după aplicarea transformatei Laplace) :

$$I_{nc_0}=\frac{1}{c}\,\frac{e\cdot D_n\cdot n_{pe}}{L_n} \qquad 7.1.49$$

Curentul total de emitor va fi egal cu suma dintre curentul total de goluri și curentul total de electroni în emitor. Eficiența γ a emitorului $\gamma=\dfrac{I_{pem}}{I_{pem}+I_{nem}}$ în condițiile scurtcircuitării colectorului la bază (în curent alternativ), trebuie să coincidă cu valoarea găsită în cazul curentului continuu (cînd $v_{em}=0$).

În continuare se va considera că $\gamma\approx 1$, și că la fel, coeficientul de multiplicare a colectorului este aproximativ egal cu unitatea. Aceasta înseamnă că atît curentul total al colectorului cît și curentul total al emitorului constă numai din curenți de goluri (continui și variabili). În cele ce urmează se vor lua în considerare numai curenții variabili pen-

tru a găsi schema echivalentă a tranzistorului în curent alternativ. Se consideră mereu că tranzistorul se află în condiții normale de funcționare în ceea ce privește alimentarea în curent continuu.

Ținînd seama de aceste ipoteze simplificatoare ($I_{cm} \approx I_{pem}$; $I_{em} \approx I_{pem}$) rezultă pentru expresia transformatelor curenților totali de emitor și respectiv de colector (v. 7.1.45 și 7.1.46 termenii corespunzători curenților de goluri) :

$$I_{em} \approx I_{pem} = \frac{e}{kT} \cdot \frac{s \cdot e \cdot D_p}{L_p} \left[p_{eo} V_{em} \operatorname{cth} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p} - K V_{cm} \operatorname{csch} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p} \right] \quad 7.1.50$$

$$I_{cm} \approx I_{pcm} = \frac{e}{kT} \cdot \frac{s \cdot e \cdot D_p}{L_p} \left[p_{e_0} V_{cm} \operatorname{csch} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p} - K V_{cm} \operatorname{cth} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p} \right] \quad 7.1.51$$

unde :

$$K = \frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{L_p} \cdot \frac{\partial (2w_0)}{\partial V_{c0}} \left[(p_{e0} - p_n) \operatorname{csch} \frac{2w_0}{L_p} + p_n \operatorname{cth} \frac{2w_0}{L_p} \right]. \quad 7.1.52$$

Ecuațiile 7.1.50—7.1.51 sînt juste într-o formă analogă și pentru tranzistorul n—p—n și în general se pot scrie sub forma [36, 23] :

$$I_{em} = y_{11}^i V_{em} + y_{12}^i V_{cm} \quad 7.1.53$$

$$I_{cm} = - y_{21}^i V_{em} - y_{22}^i V_{cm}. \quad 7.1.54$$

Aceste rezultate, obținute ținînd seama numai de procesul de difuzie a purtătorilor, nu au în vedere capacitățile barierelor celor două joncțiuni. În plus, nu se ține seama și de rezistența internă a bazei r_b. În aceste condiții, relațiile 7.1.53 și 7.1.54 definesc un tranzistor intern (v. exponentul „i“) care se poate reprezenta ca un cvadripol (fig. 126). Semnul minus în relația 7.1.54 este condiționat de semnul convențional pentru componenta alternativă a curentului de colector (v. 6.3.54 și fig. 126). Dacă atît pentru I_{em} cît și pentru I_{cm} se ia — așa cum se și utilizează în aplicațiile practice — același semn și se înlocuiesc indicii „e“ și „c“ prin cifrele 1 și 2, se poate scrie [36, 23] :

$$I_1 = y_{11}^i V_1^i + y_{12}^i V_2^i \quad 7.1.55$$

$$I_2 = y_{21}^i V_1^i + y_{22}^i V_2^i. \quad 7.1.56$$

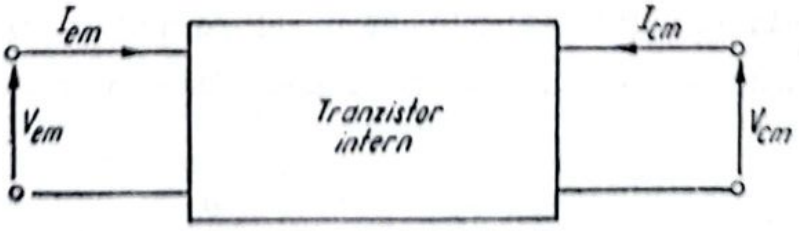


Fig. 126. — Reprezentarea tranzistorului intern sub forma unui cvadripol.

Scanned with CamScanner

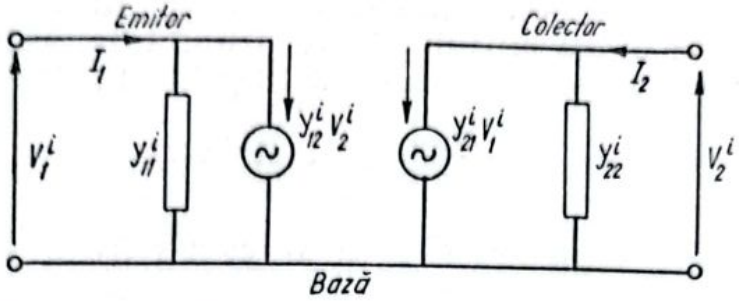


Fig. 127. — Schema echivalentă a tranzistorului intern.

Aceste ecuații (scrise pentru componentele alternative) definesc schema echivalentă a tranzistorului intern (fig. 127).

În ecuațiile 7.1.55 și 7.1.56, mărimile y_{ij}^i au expresiile [23] :

$$y_{11}^i = \frac{e}{kT} \cdot \frac{s \cdot e \cdot D_p}{L_p} \cdot p_{e_0} \operatorname{cth} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p} \qquad 7.1.57$$

$$y_{21}^i = -\frac{e}{kT} \cdot \frac{s \cdot e \cdot D_p}{L_p} \operatorname{csch} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p} \qquad 7.1.58$$

$$y_{22}^i = \frac{s \cdot e \cdot D_p}{L_p^2} \frac{\partial (2w_0)}{\partial V_{e0}} \operatorname{cth} \left(\frac{s \cdot 2w_0}{L_p}\right) \left[(p_{e_0} - p_n) \operatorname{csch} \frac{2w_0}{L_p} + p_n \operatorname{cth} \frac{2w_0}{L_p}\right] \qquad 7.1.59$$

$$y_{12}^i = -\frac{s \cdot e \cdot D_p}{L_p^2} \cdot \frac{\partial (2w_0)}{\partial V_{e0}} \operatorname{csch} \left(\frac{s \cdot 2w_0}{L_p}\right) \left[(p_{e_0} - p_n) \operatorname{csch} \frac{2w_0}{L_p} + p_n \operatorname{cth} \frac{2w_0}{L_p}\right]. \qquad 7.1.60$$

Ecuațiile 7.1.57—7.1.60 definesc admitanțele totale de difuzie totale reprezentate în figura 127. Ele depind de constantele fizice ale materialului tranzistorului și de dimensiunile geometrice ale acestuia, fiind funcții și de frecvență prin intermediul mărimii $s^2 = 1 + i\omega\tau_p = 1 + c\tau_p$.

Ecuațiile 7.1.57—7.1.60 se pot scrie sub forma [23, 36] :

$$y_{11}^t = A \cdot s \cdot \operatorname{cth}(s \cdot t) \qquad 7.1.61$$

$$-y_{21}^t = A \cdot s \cdot \operatorname{csch}(s \cdot t) \qquad 7.1.62$$

$$y_{22}^t = B \cdot s \cdot \operatorname{cth}(s.t) \qquad 7.1.63$$

$$-y_{12}^t = B \cdot s \cdot \operatorname{csch}(s.t) \qquad 7.1.64$$

cu constantele A și B, rezultînd din expresiile respective, și

$$t = \frac{2w_0}{L_p}. \qquad 7.1.65$$

Trebuie arătat că expresii similare pentru admitanțele totale de difuzie se pot obține și din ecuațiile 6.5.13 și 6.5.14. Într-adevăr, neglijînd curenții de electroni se poate scrie din 6.5.13 și 6.5.14 :

$$y_{11}^{i} = \frac{i_{pem}}{V_{em}} = A \cdot s \cdot \operatorname{cth}(s \cdot t) \qquad 7.1.66$$

$$y_{21}^{i} = \frac{i_{pem}}{V_{em}} = A \cdot s \cdot \operatorname{csch}(s \cdot t) \cdot \qquad 7.1.67$$

Din cele două ecuații date în respectivul paragraf (ecuațiile 6.5.13 și 6.5.14) se pot deduce numai aceste două admitanțe. Semnul minus în ecuațiile 7.1.62 și 7.1.64 corespunde sensului convențional pentru curenții variabili ai tranzistorului considerat ca un cvadripol.

În paragraful 6.5 s-a arătat că pentru frecvențe joase admitanța de intrare y_{11}^{i} se poate reprezenta ca un circuit paralel format dintr-o capacitate și o rezistență, iar admitanța de transfer y_{21}^{i} se poate reprezenta ca un circuit serie alcătuit dintr-o rezistență și o inductanță. S-a menționat că celelalte două admitanțe se pot exprima în mod analog dacă se ia în considerare efectul modulației lărgimii bazei sub influența variației tensiunii colectorului ; acest lucru s-a făcut în paragraful de față în care, după rezolvarea ecuației continuității ținîndu-se seama de modulația grosimii bazei, s-au găsit ecuațiile 7.1.63 și 7.1.64. În acest fel au fost găsite pe cale analitică mărimile care caracterizează schema echivalentă a tranzistorului intern reprezentată în figura 127 și care este de fapt una și aceeași cu schema echivalentă din figura 120 (găsită acolo prin considerații calitative).

Schema echivalentă din figura 127 este simetrică după formă, dar nu și după valorile parametrilor reprezentați : admitanța totală de intrare este mare, pe cînd admitanța totală de ieșire este mică ; la fel admitanța de transfer y_{21}^{i} este cu mult mai mare decît admitanța y_{12}^{i} care caracterizează legătura inversă.

Pentru frecvențe joase, cînd $s \to 1$, admitanțele totale din ecuațiile 7.1.57—7.1.60 devin conductanțe pur ohmice care se pot nota prin g_{ee}^{i}, g_{ce}^{i}, g_{cc}^{i} și g_{ec}^{i}. Lor le corespunde schema echivalentă a tranzistorului intern pentru frecvențe foarte joase, reprezentată în figura 128. Înlocuind expresia lui i_{e_0} din ecuația 6.2.35, din ecuațiile 7.1.57—7.1.60 se pot obține niște expresii simple pentru conductanțele din figura 128. Dacă

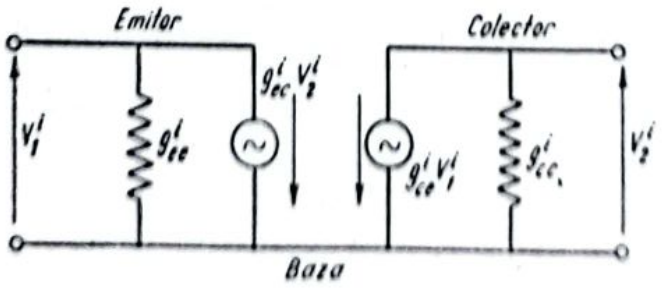


Fig. 128. — Schema echivalentă a tranzistorului la frecvențe joase ($s \to 1$).

se presupune că $e^{\frac{eV_{e0}}{kT}} >> 1$ (ceea ce este întotdeauna adevărat pentru tranzistorul a cărui joncțiune a emitorului este alimentată cu o tensiune $V_{e0} \gtrsim 0{,}1$ V) și se neglijează curenții de electroni se obține :

$$g_{ee}^{i} \approx \frac{e}{kT} i_{e0} \qquad 7.1.68$$

$$g_{ce}^{i} \approx \alpha_0^{i} g_{ee}^{i} = \alpha_0^{i} \frac{\alpha}{kT} i_{e0} \qquad 7.1.69$$

$$g_{cc}^{i} \simeq \frac{1}{2w_0} \cdot \frac{\partial (2w_0)}{\partial V_{c0}} i_{e0}. \qquad 7.1.70$$

$$g_{ec}^{i} \approx \alpha_0^{i} g_{cc}^{i} = \frac{\alpha_0^{i}}{2w_0} \cdot \frac{\partial (2w_0)}{\partial V_{c0}} i_{e0}. \qquad 7.1.71$$

Schema echivalentă generală a tranzistorului intern, reprezentată în figura 127 a fost obținută prin rezolvarea ecuației continuității în cazul general, ținîndu-se seama de următoarele ipoteze [23, 36] :

1. Fluxul purtătorilor se ia numai după o singură direcție.
2. Densitatea purtătorilor minoritari injectați în bază este mică în comparație cu densitatea purtătorilor majoritari în condițiile echilibrului termic.
3. Semnalul de curent alternativ aplicat la intrarea tranzistorului este mic în raport cu mărimea $\frac{kT}{e}$.
4. Domeniul bazei este echipotențial.
5. Tranzistorul este alimentat normal în curent continuu.
6. Semnalul de curent alternativ este de formă arbitrară.
7. Se ia în considerare efectul modulației grosimii bazei ca urmare a variației tensiunii colectorului.
8. Se neglijează curenții de electroni ($I_{enm} \approx I_{cnm} \approx 0$).

Luîndu-se în considerație numai procesele de difuzie, relațiile 7.1.53—7.1.60 și schema echivalentă din figura 127 caracterizează numai tranzistorul intern. Completarea schemei echivalente a tranzistorului se face prin introducerea capacităților de barieră a joncțiunilor colectorului și emitorului precum și a rezistenței de bază r_b (fig. 129). Rezistența mate-

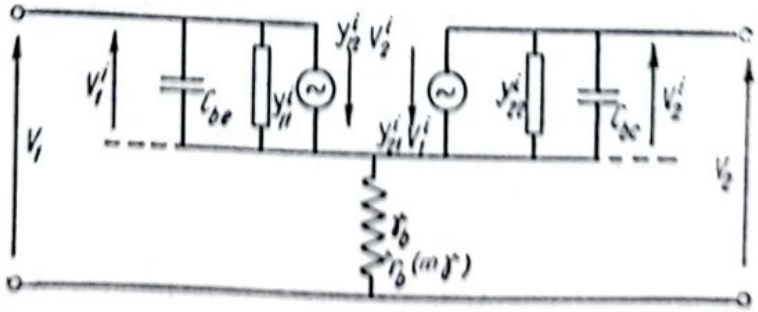


Fig. 129. — Schema echivalentă completată a tranzistorului.

rialului bazei este o rezistență de volum, dar rezistența care se opune curentului depinde și de punctul în care se realizează contactul ohmic la bază. Este de așteptat în acest caz ca un tranzistor fabricat prin creștere să prezinte o rezistență la bază mai mică decît un tranzistor fabricat prin aliere, din cauză că la acesta din urmă contactul ohmic al bazei este mai îndepărtat de secțiunile active ale joncțiunilor emitorului și colectorului. Rezistența de bază r_b se ia între punctul de contact ohmic la bază și un punct plasat între joncțiunile tranzistorului.

În afară de schemele echivalente descrise pînă aici (schema simplificată și schema simetrică completată a tranzistorului) mai există o mare varietate de circuite echivalente introduse de diferiți autori. Cîteva dintre schemele echivalente cele mai importante sînt descrise în lucrările [22], [23].

7.2. Dependența factorului de amplificare α^i în funcție de frecvență. Regimul tranzitoriu al tranzistorului

S-a arătat în paragraful 6.5, că dacă se neglijează curenții de electroni, factorul de amplificare în curent se poate scrie (v. 6.5.15) :

$$\alpha^i = \operatorname{sech}(s \cdot t) \tag{7.2.1}$$

care pentru frecvențe joase se poate pune sub forma :

$$\alpha_i = \frac{\alpha_0^i}{1 + \frac{i\omega}{\omega_\alpha^i}} \tag{7.2.2}$$

Pornind de la ecuațiile 7.1.50 și 7.1.51 se poate ajunge la relația 7.2.1 considerînd amplificarea în curent pentru tensiunea alternativă de colector v_{cm} nulă (colectorul scurtcircuitat la bază din punctul de vedere al curentului alternativ) :

$$\alpha_m^i = \frac{I_{cm}}{I_{em}} \simeq \frac{I_{pcm}}{I_{pem}} = \operatorname{sech} \frac{s \cdot 2w_0}{L_p} . \tag{7.2.3}$$

Valoarea α_0^i pentru amplificarea în curent la frecvențe joase se obține pentru $s \to 1$:

$$\alpha_0^i = \operatorname{sech} \frac{2w_0}{L_p} . \tag{7.2.4}$$

După cum s-a amintit, mărimea α^i scade cu frecvența, iar frecvența ω_α^i pentru care α^i devine cu 3 db mai mică decît α_0^i poartă numele de frecvență limită a amplificării.

Ținînd seama de ecuațiile 7.1.55 și 7.1.56, care reprezintă de fapt tot ecuațiile 7.1.50 și 7.1.51, factorul de amplificare în curent pentru colectorul scurtcircuitat se scrie :

$$\alpha^i = -\frac{y^i_{21}}{y^i_{11}} = \operatorname{sech}(s \cdot t). \qquad 7.2.5$$

Factorul de amplificare în curent depinde de frecvență prin intermediul admitanțelor y^i_{21} și y^i_{11}. În cele ce urmează se va căuta o formă simplificată a admitanțelor y^i_{ij} și în particular a admitanțelor y^i_{21} și y^i_{11}.

Pentru aceasta se vor dezvolta în serie funcțiile hiperbolice din expresiile simplificate (7.1.61—7.1.64) ale admitanțelor.

Se consideră mai întîi dependența de frecvență a mărimilor $s \cdot \operatorname{cth}(s \cdot t)$ și $s \cdot \operatorname{csch}(s \cdot t)$. Desfăcînd în serie Mac Laurin și reținînd primii trei termeni se obține [vezi și 23, 22] :

$$s \cdot \operatorname{cth}(s \cdot t) = s\left(\frac{1}{s \cdot t} + \frac{st}{3} - \frac{s^3 t^3}{45} + \ldots\right) = \frac{1}{t} + \frac{s^2 t}{3} - \frac{s^4 t^3}{45} + \ldots$$

$$= \frac{1}{t} + \frac{t}{3}(1 + i\,\omega\,\tau_p) - \frac{t^3}{45}[1 + 2\,i\,\omega\,\tau_p + (i\,\omega\,\tau_p{}^2)] + \ldots \qquad 7.2.6$$

Dar termenii $\frac{1}{t} + \frac{t}{3} - \frac{t^3}{45}$ reprezintă dezvoltarea funcției $\operatorname{cth}(t)$. Ca atare dînd factor $\operatorname{cth}(t)$, relația 7.2.6 devine :

$$s \cdot \operatorname{cth}(s \cdot t) = \operatorname{cth}(t)\left[1 + i\,\omega\,\tau_p\, t\left(\frac{\frac{1}{3} - \frac{2\,t^2}{45} + \ldots}{\frac{1}{t} + \frac{t}{3} - \frac{t}{45} + \ldots}\right) + \right.$$

$$\left. + (i\,\omega\,\tau_p)^2\, t^3\left(\frac{-\frac{1}{45} + \ldots}{\frac{1}{t} + \frac{t}{3} - \ldots}\right) + \ldots\right] \qquad 7.2.7$$

$$s \cdot \operatorname{cth}(s \cdot t) = \operatorname{cth}(t)\,[1 + i\,\omega \cdot C_1 - (i\,\omega)^2 C_2 + \ldots] \qquad 7.2.8$$

unde C_1 și C_2 nu depind de ω, în schimb sînt funcții de t.

În mod analog se găsește pentru $s \cdot \operatorname{csch}(s \cdot t)$ expresia :

$$s \cdot \operatorname{csch}(s \cdot t) = \operatorname{csch}(t)\,[1 - i\,\omega\,D_1 + (i\,\omega)^2\,D_2 + \ldots]. \qquad 7.2.9$$

Se pot alege în așa fel valorile arbitrare ale parametrilor C_1 și D_1, astfel încît să fie îndeplinite condițiile

$$i\,\omega\,C_1 \ll 1; \quad i\,\omega\,D_1 \ll 1 \qquad 7.2.10$$

Scanned with CamScanner

pentru orice frecvență pînă la frecvența limită inclusiv. În acest caz termenii de ordin superior primului ordin în dezvoltările 7.2.8 și 7.2.9 se pot neglija și respectivele ecuații se pot scrie sub forma :

$$s \cdot \operatorname{cth}(s \cdot t) \approx \operatorname{cth}(t)\,[1 + i\,\omega\,C_1] \qquad 7.2.11$$

$$s \cdot \operatorname{csch}(s \cdot t) \simeq \operatorname{csch}(t)\,(1 - i\,\omega\,D_1). \qquad 7.2.12$$

Fie T și mT mărimile rezultate prin adăugarea la C_1 și respectiv la D_1 a unor mărimi arbitrare astfel încît relațiile 7.2.8 și 7.2.9 să fie adevărate pînă la frecvența limită inclusiv ; în acest caz ecuațiile 7.1.61—7.1.64 se pot scrie [23] :

$$y_{11}^i = g_e^i\,(1 + i\,\omega\,T) \qquad 7.2.13$$

$$-\,y_{21}^i = \alpha_0^i\,g_e^i\,(1 - i\,\omega\,mT) \qquad 7.2.14$$

$$y_{22}^i = g_c^i\,(1 + i\,\omega\,T) \qquad 7.2.15$$

$$-\,y_{12}^i = \alpha_0^i\,g_c^i\,(1 - i\,\omega\,mT), \qquad 7.2.16$$

unde :

$$g_e^i = \frac{e}{kT} \cdot \frac{e \cdot D_p \cdot p_{e0}}{L_p} \cdot \operatorname{cth} \frac{2w_0}{L_p} \qquad 7.2.17$$

$$g_c^i = \frac{e \cdot D_p}{L_p^2} \cdot \frac{\partial\,(2w_0)}{\partial\,V_{c0}} \left[(p_{e_0} - p_n)\,\operatorname{csch} \frac{2w_0}{L_p} + p_n \operatorname{cth} \frac{2w_0}{L_p} \right] \operatorname{cth} \frac{2w_0}{L_p} \qquad 7.2.18$$

reprezintă conductanțele de intrare și de ieșire ale tranzistorului. Aceste conductanțe se pot exprima și prin curentul continuu (de polarizare) al emitorului așa cum s-a făcut în relațiile 7.1.68—7.1.71 (acolo aceste conductanțe erau notate cu g_{ee}^i și respectiv g_{cc}^i).

Atunci factorul de amplificare α^i se exprimă ca :

$$\alpha^i = -\frac{y_{21}^i}{y_{11}^i} = \alpha_0^i \frac{1 - i\,\omega\,mT}{1 + i\,\omega T} \qquad 7.2.19$$

unde :

$$\alpha_0^i = \operatorname{sch} \frac{2w_0}{L_p}. \qquad 7.2.20$$

Pentru a determina modul în care variază cu frecvența mărimile m și T se vor scrie modulul și faza mărimii complexe α^i (dată de ecuația 7.2.19) :

$$\left| \alpha^i \right| = \alpha_0^i \left[\frac{1 + (\omega\,mT)^2}{1 + (\omega\,T)^2} \right]^{1/2} \qquad 7.2.21$$

$$\varphi_{\alpha^i} = \operatorname{arc\,tg}\,(-\omega\,mT) - \operatorname{arc\,tg}\,(\omega T) = -\operatorname{arc\,tg} \left[\frac{\omega\,T(1 + m)}{1 - m\,(\omega\,T)^2} \right]. \qquad 7.2.22$$

După cum s-a definit în paragraful 6.5, frecvența limită este aceea pentru care modulul factorului intern de amplificare în curent scade la 0,707 din valoarea sa la frecvențe joase (v. 6.5.20) :

$$\frac{\alpha^i}{\alpha_0^i} = \frac{1}{\sqrt{2}}. \qquad 7.2.23$$

În acest caz 7.2.21 și 7.2.22 devin :

$$\frac{1}{2} = \frac{1 + (\omega_\alpha^i m T)^2}{1 + (\omega_\alpha^i T)^2} \qquad 7.2.24$$

$$\varphi_{\alpha^i} = -\operatorname{arctg}\left[\frac{\omega_\alpha^i T(1+m)}{1 - m(\omega_\alpha^i T)^2}\right]. \qquad 7.2.25$$

Ecuația 7.2.1 se poate scrie ca [23] :

$$\alpha^i = \operatorname{sech}(s \cdot t) = \frac{1}{\operatorname{ch}(s \cdot t)} = \frac{1}{\operatorname{ch}[t(1 + i\omega\tau_p)^{1/2}]}. \qquad 7.2.26$$

Între expresia exactă a lui α^i (v. 7.2.1) :

$$\alpha^i = \operatorname{sech}(s \cdot t) \qquad 7.2.27$$

și expresia aproximativă dată de relația 7.2.19 :

$$\alpha^i = \alpha_0^i \frac{1 - i\omega m T}{1 + i\omega T} \qquad 7.2.28$$

există echivalență dacă la frecvențele $\alpha = 0$ și $\omega = \omega_\alpha^i$ sînt satisfăcute egalitățile 7.2.24 și 7.2.25. Aceasta înseamnă că pentru $\omega = 0$, $s \to 1$ și ca atare modulele $|\alpha^i|$ și $|\alpha_0^i|$ sînt egale ; la fel pentru $\omega = \omega_\alpha^i$ este adevărată egalitatea $\frac{\alpha^i}{\alpha^i} = \frac{1}{\sqrt{2}}$ (conform definiției). În plus, egalitatea 7.2.25 exprimă faptul că și faza φ_{α^i} a lui α^i dat de ecuația 7.2.27 este aceeași cu faza lui ω^i determinat prin ecuația 7.2.28, egalitatea între faze realizîndu-se de asemenea pentru cele două frecvențe extreme : $\alpha = 0$ și $\omega = \omega_\alpha^i$.

Mărimile m și $\omega_\alpha^i T$ din relațiile 7.2.24 și 7.2.25 au fost calculate pentru diferite valori ale lui α_0^i cuprinse între 0,80 și 1,00 [26]. În figura 130 se dau graficele dependenței mărimilor m și $\omega_\alpha^i T$ în funcție de ω_0^i [26]. Întrucît valorile reale (întîlnite de obicei în practică) ale lui ω_0^i sînt cuprinse între 0,9 și 0,99, rezultă următoarele valori medii pentru mărimile m și $\omega_\alpha^i T$:

$$m = 0{,}205 \qquad 7.2.29$$

$$\omega_\alpha^i T = 1{,}04 \qquad 7.2.30$$

Scanned with CamScanner

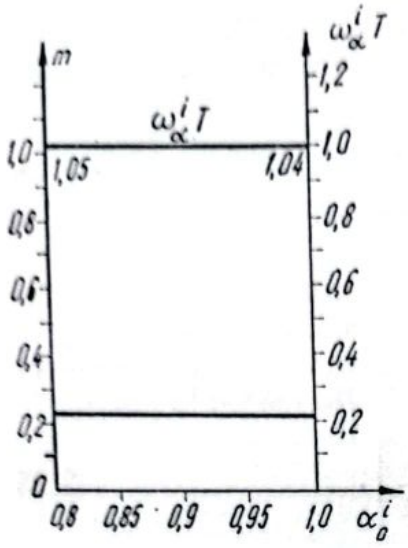


Fig. 130. — Dependența mărimilor m și $\omega_\alpha^i T$ în funcție de α_0^i.

Se poate acum obține dependența aproximativă a factorului α^i (care a fost notat uneori cu α_m^i) cu frecvența pentru oricare valori ale lui α_0^i și ω_α^i. Înmulțind și împărțind cu ω_α^i se poate pune în evidență în expresia 7.8.28 grupul $\omega_\alpha^i T$:

$$\alpha^i = \alpha_0^i \frac{1 - i\, m\,(\omega_\alpha^i T)\left(\frac{\omega}{\omega_\alpha^i}\right)}{1 + i\,(\omega_\alpha^i T)\left(\frac{\omega}{\omega_\alpha^i}\right)}. \qquad 7.2.31$$

Ținînd seama de valorile medii ale lui m și $\omega_\alpha^i T$ date de relațiile 7.2.29 și 7.2.30, formula 7.2.31 devine [23, 36]:

$$\alpha^i = \alpha_0^i \frac{1 - i\left(0{,}213 \cdot \frac{\omega}{\omega_\alpha^i}\right)}{1 + i\left(1{,}04\,\frac{\omega}{\omega_\alpha^i}\right)}. \qquad 7.2.32$$

Această ultimă ecuație este mult folosită în practică dînd o aproximație destul de bună pentru α^i.

În mod analog înmulțind și împărțind cu ω_α^i. în ecuațiile 7.2.13—7.2.16, acestea devin:

$$y_{11}^i = g_e^i\left(1 + i \cdot 1{,}04\,\frac{\omega}{\omega_\alpha^i}\right). \qquad 7.2.33$$

$$-y_{21}^i = \alpha_0^i\, g_e^i\left(1 - i \cdot 0{,}213\,\frac{\omega}{\omega_\alpha^i}\right) \qquad 7.2.34$$

$$y_{22}^i = g_e^i\left(1 + i \cdot 1{,}04 \cdot \frac{\omega}{\omega_\alpha^i}\right) \qquad 7.2.35$$

$$-y_{12}^i = \alpha_0^i\, g_e^i\left(1 - i \cdot 0{,}213\,\frac{\omega}{\omega_\alpha^i}\right). \qquad 7.2.36$$

Explicitînd ecuația 7.2.1 rezultă:

$$\alpha^i = \frac{1}{\operatorname{ch}(s \cdot l)} = \frac{1}{\operatorname{ch}\frac{2w_0}{L_p}\sqrt{1 + i\,\omega\tau_p}}. \qquad 7.2.37$$

Pentru frecvențe înalte $i\,\omega\tau_p \gg 1$ și ca atare 7.2.37 devine:

$$\alpha^i = \frac{1}{\operatorname{ch}\frac{2w_0}{L_p}\sqrt{i\,\omega\tau_p}} \approx \frac{1}{\operatorname{ch}(l)\,(i\,\omega\tau_p)^{1/2}}. \qquad 7.2.38$$

Scanned with CamScanner

Condiția :

$$\frac{|\alpha^i|}{|\alpha_0^i|} = \frac{1}{\sqrt{2}} \qquad 7.2.39$$

este îndeplinită pentru pulsația limită dată de [27] :

$$\omega_\alpha^i = 2{,}43 \cdot \frac{1}{\tau_p} \left(\frac{L_p}{2w_0}\right)^2. \qquad 7.2.40$$

Dacă se ține seama de relația $L_p^2 = D_p \tau_p$ relația 7.2.40 se scrie :

$$\omega_\alpha^i = 2{,}43 \frac{D_p}{(2w_0)^2} \qquad 7.2.41$$

Rezultă deci și din această formulă că pentru a se obține o frecvență (pulsație) limită internă cît mai ridicată, este necesar să se micșoreze cît mai mult grosimea $2w_0$ a bazei.

Pentru a urmări modul în care depinde α^i cu frecvența, se vor reprezenta grafic cele trei ecuații găsite pentru dependența $\alpha^i = f(\omega)$:

$$\alpha^i = \sec\left(s\frac{2w_0}{L_p}\right) \qquad 7.2.42$$

$$\alpha^i = \alpha_\alpha^i \frac{1 - im\omega T}{1 + i\omega T} \qquad 7.2.43$$

$$\alpha^i = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{i\omega}{\omega_\alpha^i}}. \qquad 7.2.44$$

Reprezentarea grafică a celor trei ecuații se poate face pentru diferite valori ale lui α cuprinse între 0,80 și 1,00. După cum s-a constatat însă [23], [28], există foarte mici variații între modul în care depinde cu frecvența α_0^i pentru diferitele valori practice ale lui α_0^i. Cum practic valorile lui α^i sînt cuprinse între 0,90 și 0,99, se poate lua dependența $\alpha^i = f(\omega)$ pentru o valoare α_0^i medie (fig. 131). În figura 131 curba 1 reprezintă dependența $\alpha = f(\omega)$ dată de ecuația exactă 7.2.42, curba 2 — dependența dată de ecuația aproximativă 7.2.43, iar curba 3 reprezintă dependența dată de relația cea mai puțin exactă 7.2.44. Deși ecuația aproximativă 7.2.43 dă unele abateri ale curbei $|\alpha^i|$ față de ecuația exactă 7.2.42, totuși în comparație cu ecuația și mai puțin exactă 7.2.44 se poate considera că aceste abateri sînt neînsemnate dacă frecvența nu a depășit cu mult frecvența (pulsația) limită ω_α^i.

În figura 131 se arată și dependența cu frecvența $\left(\frac{\alpha}{\alpha_\alpha^i}\right)$ a fazei factorului α^i. Pentru aceasta este necesar să se calculeze modulul și faza mărimii α^i determinată prin ecuația aproximativă 7.2.44 :

$$|\alpha^i| = \alpha_0^i \left| \frac{1}{1 + \frac{i\omega}{\omega_\alpha^i}} \right|. \qquad 7.2.45$$

Scanned with CamScanner

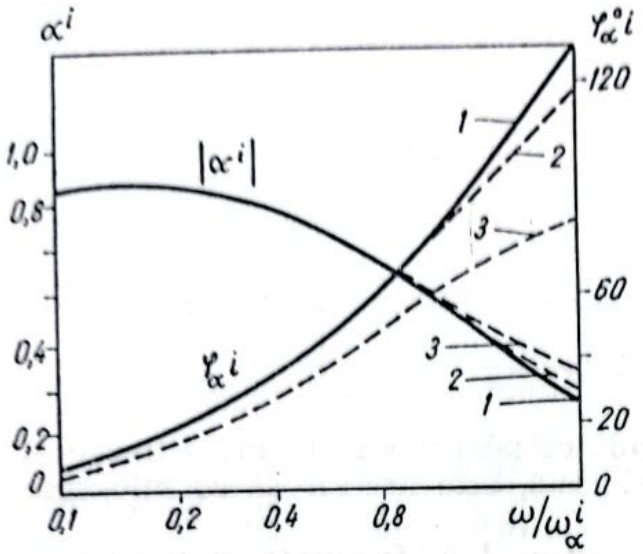


Fig. 131. — Dependența valorii absolute și fazei factorului α^i_0 în funcție de frecvență pentru $\alpha^i_0 = 0{,}9$, $m = 0{,}21$, $w \cdot t = 1{,}05$.

1 — aproximația $\alpha^i = s\ \mathrm{ch}\left(\frac{s\,2w}{L_p}\right)$;

2 — aproximația $\alpha^i = \alpha^i_0 \frac{1 - mT\omega}{1 + iT\omega}$;

3 — aproximația:

$$\alpha_i = \alpha^i_0 \frac{1}{1 + i\omega/\omega^i_\alpha}$$

Raționalizînd numitorul se obține :

$$\alpha^i = \alpha^i_0 \frac{1 - i\frac{\omega}{\omega^i_\alpha}}{1 + \frac{\omega^2}{(\omega^i_\alpha)^2}} = \frac{1}{1 + \frac{\omega^2}{(\omega^i_\alpha)^2}} - \frac{i\frac{\omega}{\omega^i_\alpha}}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega^i_\alpha}\right)^2}.$$

$$\alpha^i = \sqrt{a^2 + b^2} = \sqrt{\frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega^i_\alpha}\right)^2\right]^2} + \frac{\left(\frac{\omega}{\omega^i_\alpha}\right)^2}{\left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega^i_\alpha}\right)^2\right]^2}} = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega^i_\alpha}\right)^2\right]^{1/2}}. \qquad 7.2.46$$

Faza $\varphi_{\alpha i}$ se află din relația :

$$\mathrm{tg}\,\varphi = \frac{b}{a} \qquad 7.2.47$$

$$\varphi_{\alpha i} = \mathrm{arc\,tg}\frac{b}{a} = -\mathrm{arc\,tg}\frac{\frac{\omega}{\omega^i_\alpha}}{\frac{1 + (\omega/\omega^i_\alpha)^2}{1}} = -\mathrm{arc\,tg}\left(\frac{\omega}{\omega^i_\alpha}\right). \qquad 7.2.48$$

$$1 + \left(\frac{\omega}{\omega^i_\alpha}\right)^2$$

Revenind la problema exprimării frecvenței (pulsației) limită în funcție de parametrii geometrici ai tranzistorului (grosimea bazei), relația 6.5.19 :

$$\omega^i_\alpha = \frac{2\,L_p^2}{\alpha^i_0 \tau_p (2\,w_0)^2} \qquad 7.2.49$$

se poate pune sub forma :

$$\omega_{\alpha}^{i} = \varkappa \frac{L_p^2}{\tau_p (2 w_0)^2} \qquad 7.2.50$$

unde $\varkappa$ este funcție de α_0^i. Din 7.2.50 se poate scoate $\varkappa$:

$$\varkappa = \left(\frac{2 w_0}{L_p}\right)^2 \omega_{\alpha}^{i} \tau_p. \qquad 7.2.51$$

Valoarea expresiei $\omega_{\alpha}^{i} \tau_p$ a fost găsită de mai mulți cercetători [23], [26] prin rezolvarea numerică a ecuației exacte $\alpha^i = \sec(s \cdot t)$, în același mod în care s-au găsit valorile medii ale mărimilor m și $\omega_{\alpha}^{i} T$ (v. 7.2.29 ; 7.2.30). Rezolvarea a fost făcută cu ajutorul mașinilor electronice de calcul pentru diferite valori ale lui α_0^i. Cunoscînd valoarea exactă (medie) a factorului $\omega_{\alpha}^{i} \tau_p$ expresia aproximativă a lui $\varkappa$ (din 7.2.51) obținută din relația mai puțin exactă 7.2.49 (v. 6.5.18, 6.5.19) poate fi considerată ca o valoare mult îmbunătățită. Considerînd această valoare exactă (medie) a lui $\varkappa$ (care este funcție de frecvența α_0^i) și ținînd seama de faptul că $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ ecuația 7.2.50 se poate scrie într-o formă mult mai exactă decît cea dată de expresia 6.5.19 :

$$\omega_{\alpha}^{i} = \varkappa \frac{D_p}{(2 w_0)^2} \qquad 7.2.52$$

expresie similară cu cea obținută de [27] (v. 7.2.41).

Înainte de a încheia acest paragraf se va trata în mod sumar despre regimul tranzitoriu al tranzistorului. Pentru o informare mai amănunțită asupra problemei, se recomandă lucrările de specialitate [23], [28], [29], [30].

Studiul regimului tranzitoriu al tranzistorului constă în analiza modului în care variază în timp diferiții parametri ai tranzistorului la intrarea căruia s-a aplicat un impuls de curent. Intervalul de timp în care se analizează comportarea tranzistorului începe în momentul aplicării impulsului ($t=0$) și se sfîrșește în momentul în care se stabilește o valoare staționară a curentului de colector ($t = 0$). Impulsul care se aplică la joncțiunea emitorului are forma unei funcții-unitate $f_1(t)$:

$$f_1(t) = \begin{cases} 0 \text{ pentru } t \leqslant 0 \\ 1 \text{ pentru } t > 0. \end{cases} \qquad 7.2.53$$

Amplitudinea respectivului impuls trebuie să fie suficient de mică astfel încît tranzistorul să lucreze în domeniul liniar (al semnalelor slabe).

Pentru a se analiza caracteristica tranzitorie a factorului de amplificare α^i se apelează la ecuația exactă (teoretică) 7.2.1 :

$$\alpha^i = \operatorname{sech}(s \cdot t). \qquad 7.2.54$$

Scanned with CamScanner

Exprimînd această ecuație prin mărimea complexă c (apelînd la transformata Laplace) se obține :

$$\alpha^i(c) = \frac{1}{c}\alpha^i \qquad 7.2.55$$

sau [14, 23, 36] :

$$\alpha^i(c) = \frac{1}{c}\operatorname{sech}\left[\frac{s\cdot 2w_0}{L_p}\right] = \frac{1}{c}\operatorname{sech}\left[(1+c\,\tau_p)^{1/2}\frac{2w_0}{L_p}\right]. \qquad 7.2.56$$

Funcția de răspuns (după scurgerea timpului θ) la colector (răspunsul tranzistorului în amplificare) se obține efectuînd transformata Laplace inversă :

$$\alpha^i(t) = T^{-1}\left[\frac{1}{c}\operatorname{sech}(1+c\,\tau_p)^{1/2}\frac{2w_0}{L_p}\right]. \qquad 7.2.57$$

Pentru $t\to\infty$, α^i tinde către valoarea finală (staționară) :

$$\alpha_0^i = \operatorname{sech}\left(\frac{2w_0}{L_p}\right). \qquad 7.2.58$$

De obicei funcția de răspuns se exprimă cu ajutorul frecvenței limită ω_α^i, folosind notația 7.2.52 :

$$\alpha^i(t) = T^{-1}\left\{\frac{1}{c}\operatorname{sech}\left[\left(\frac{2w_0}{L_p}\right)^2 + \frac{\varkappa c}{\omega_\alpha^i}\right]^{1/2}\right\} \qquad 7.2.59$$

unde s-a ținut seama că :

$$\frac{(2w_0)^2}{L_p^2}\tau_p^2 = \frac{\varkappa}{\omega_\alpha^i}. \qquad 7.2.60$$

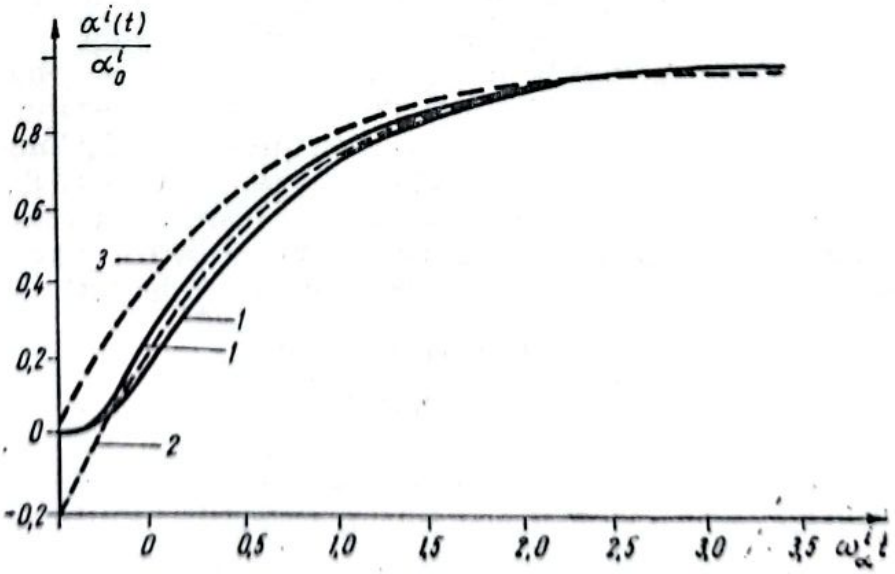


Fig. 132. — Reprezentarea grafică a factorului $\alpha^i(t)$ în funcție de $\omega_\alpha^i T$.

Efectuînd transformarea inversă, se obține o serie ai cărei termeni conțin expresiile $\omega_\alpha^i T$ și $\varkappa$. Expresia obținută în acest mod pentru $\alpha^i(t)$ este reprezentată grafic în funcție de $\omega_\alpha^i T$, curba respectivă reprezentînd caracteristica tranzitorie a factorului de amplificare α^i (fig. 132). Graficele respective sînt luate din lucrarea [23] — pentru trei valori ale lui $\varkappa^i$.

Factorul $\frac{2\omega_0}{L_p}$ și ca atare și $\varkappa$ sînt legați de factorul α_0^i prin ecuația 7.2.20. În figura 133 se arată dependența $\varkappa = f(\alpha_0^i)$, $\varkappa$ depinzînd de α_0^i prin intermediul relației 7.2.51 care conține factorul $\frac{2\omega_0}{L_p}$.

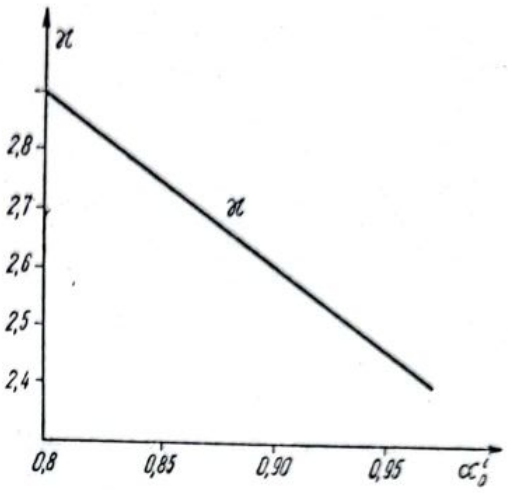


Fig. 133. — Dependența $\varkappa = f(\alpha_0^i)$.

Din figura 132 se vede că pentru aproximația $\alpha_0 = \alpha_0^i\left(1+\frac{i\omega}{\omega_\alpha^i}\right)^{-1}$ se obține cea mai proastă concordanță (curba 3) față de curba teoretică (curba 1) mai ales în regiunea inițială a graficului.

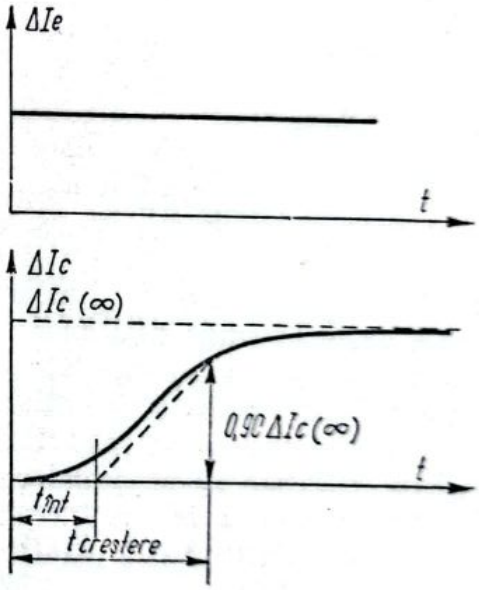


Fig. 134. — Caracteristica tranzitorie a tranzistorului în schema *B.M.*

Curbele caracteristice din figura 132 arată că trecerea purtătorilor minoritari (golurilor) prin bază este însoțită de un fenomen de întîrziere ca urmare a dispersiei purtătorilor datorită mișcării dezordonate. Din această cauză forma impulsului de curent la colector nu va fi identică cu cea a impulsului unitate aplicat la emitor. Valoarea staționară a curentului se atinge după un timp $t=0$ considerat practic infinit de mare (fig. 134). Forma curentului la colector începe să se stabilească după un timp de întîrziere t_{int}. — întîrziere condiționată de caracteristicile tranzistorului. Timpul după care semnalul crește pînă la 0,9 din valoarea sa finală (după un timp infinit de mare), se numește timp de creștere ($t_{creștere}$).

Durata proceselor tranzitorii este în principal determinată de timpul caracteristic necesar golurilor (care nu au toate aceeași viteză) să parcurgă, prin difuzie, domeniul bazei. Prezența procesului de recombinare în această regiune accelerează întrucîtva procesul tranzitoriu care depinde de coeficientul de difuzie D_p, de grosimea $2w_0$ a bazei și de timpul de viață τ_p al golurilor în bază.

Scanned with CamScanner

Revenind la ecuațiile 7.2.33—7.2.36, se pot aduce unele precizări schemei echivalente simetrice a tranzistorului intern, reprezentată în figura 127. Din ecuațiile 7.2.33—7.2.36 rezultă — după cum s-a mai amintit — că fiecare admitanță totală se poate reprezenta sub forma unei conductanțe g^i_j în paralel cu o capacitate. Aceste capacități apar ca urmare a distribuției efectelor în toată baza datorită timpului de trecere și a fenomenului de împrăștiere a purtătorilor în drumul lor prin bază. Ele mai degrabă pot fi considerate ca avînd caracterul unor capacități de difuzie sau de acumulare a sarcinilor, deosebindu-se de capacitățile sarcinilor spațiale.

Valorile medii ale lui m și $\omega^i_\alpha T$ care au fost introduse în ecuațiile 7.2.33—7.2.36 au fost obținute în așa fel încît raportul dintre admitanțele $-y^i_{21}$ și y^i_{11} (adică α^i) să satisfacă ecuația exactă 7.2.1 destul de bine în intervalul de frecvență $0<\omega<\omega^i_\alpha$. Aceasta nu înseamnă însă că admitanțele y^i_{21} și y^i_{11} luate separat sînt la fel de bine aproximate prin folosirea valorilor medii ale lui m și $\omega^i_\alpha T$. Ca rezultat al acestor aproximații introduse în ecuațiile 7.2.33—7.2.36 este evident că fenomenele reale pot fi reprezentate numai în mod aproximativ prin niște capacități echivalente, care au caracterul unor capacități de difuzie.

În figura 135 se dă schema echivalentă a tranzistorului intern, în care admitanțele totale y^i_{11} și y^i_{22} sînt reprezentate prin circuite paralele conținînd cîte o conductanță și o capacitate. În figură mai este reprezentată și capacitatea de barieră a colectorului, care după cum s-a mai precizat, este mult mai mare decît capacitatea de difuzie a colectorului. Capacitatea sarcinii spațiale a joncțiunii emitorului nu se ia în considerație, fiind mică în comparație cu capacitatea de difuzie a emitorului și foarte mică față de capacitatea colectorului.

Este necesar să se precizeze că expresia capacității de barieră a colectorului diferă la un tranzistor ale cărui joncțiuni sînt obținute prin aliere, de expresia capacității tranzistorului obținut prin creștere. La fel mărimea $\frac{(\partial\, 2\omega_0)}{\partial\, V_{cp}}$ și ca atare și coeficientul **K** depinde de tehnologia obținerii joncțiunilor tranzistorului.

Formulele obținute în acest paragraf arată că atît caracteristica de frecvență, cît și caracteristica tranzitorie a tranzistorului, se îmbunătă-

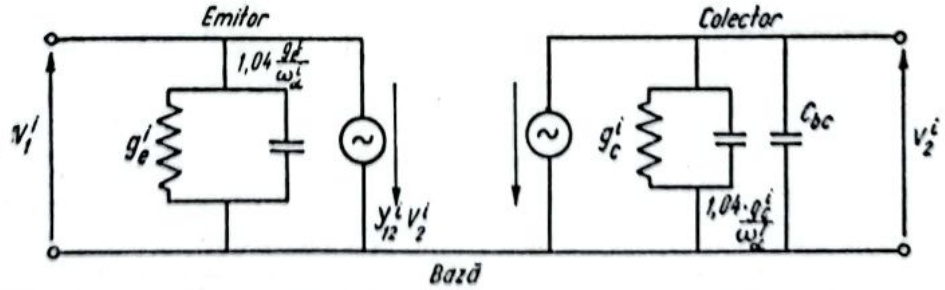


Fig. 135. — Schema echivalentă a tranzistorului, completată pentru frecvențe medii și înalte.

țesc odată cu micșorarea grosimii bazei și cu mărimea coeficientului de difuzie deci cu mărirea mobilității purtătorilor. Ultima circumstanță indică pentru fabricarea tranzistoarelor de tip $n—p—n$ (la care purtătorii de lucru sînt electronii), materiale caracterizate prin mobilități ridicate ale purtătorilor (GaAs, GaSb etc.).

Studiul dependenței cu frecvența și dependenței în funcție de timp (regimul tranzitoriu) ale factorului de amplificare în curent α este foarte util pentru analiza lucrului tranzistorului în regim de impulsuri la frecvențe ridicate.

7.3. Caracteristicile statice și parametrii dinamici ai tranzistorilor

Deși tranzistorul posedă doar trei contacte externe (electrozi), el poate fi totuși reprezentat sub forma unui cvadripol caracterizat prin două borne de intrare și două borne de ieșire (fig. 136). În funcție de schema de conexiune a tranzistorului și de alegere a variabilelor dependente și independente (curenții și tensiunile) la bornele de intrare și de ieșire se poate obține, pentru unul și același tranzistor, o serie întreagă de familii de caracteristici curent-tensiune. Cele mai întîlnite și mai frecvent în aplicații sînt caracteristicile de colector și de emitor. Caracteristicile de colector dau reprezentarea grafică a curentului de colector i_{c0} în funcție de tensiunea colectorului pentru diferite valori ale curentului de emitor (pentru montajul cu bază comună) :

$$i_{c0} = f(V_{c0})_{i_{e0}=\,const}. \qquad 7.3.1$$

În figura 137 sînt reprezentate caracteristicile de colector ale unui tranzistor, determinate de relația 7.3.1. Dacă se ține seama și de curentul invers al joncțiunii colectorului, curentul de colector se poate scrie (apelînd la formulele 6.1.40, 6.1.43 și 6.1.51) :

$$i_{c0} = \alpha\, i_{e0} + i_{sc0}, \qquad 7.3.2$$

unde, spre a evita confuziile, s-au folosit notațiile $J_{c0} \equiv i_{sc0}$, $J_c \equiv i_{c0}$ și $J_e \equiv i_{e0}$. În acest caz, prima curbă caracteristică (pentru $i_{e0} = 0$) reprezintă chiar caracteristica joncțiunii colectorului în regim de conducție inversă :

$$J_c = I_{c0}. \qquad 7.3.3$$

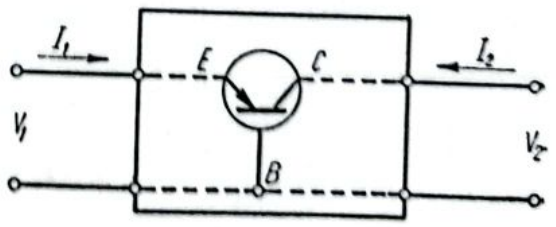


Fig. 136. — Cvadripolul reprezentativ al tranzistorului.

Scanned with CamScanner

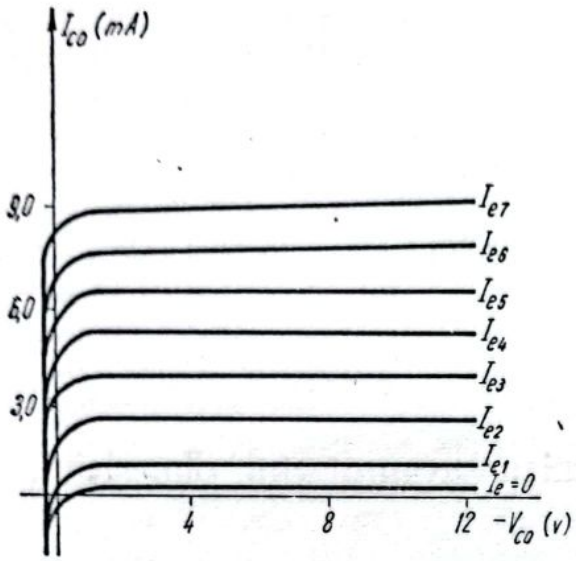


Fig. 137—Caracteristicile $i_{c_0}=f(V_{c_0})\ i_{c_0=\ const.}$

În regiunea normală de lucru ($V_{c_0}<0$), curentul invers $j_s=i_{sc_0}$ al colectorului este, după cum s-a mai arătat în paragraful 6.1, foarte mic (10—100 μA, în funcție de tipul tranzistorului).

Dacă se consideră, în mod idealizat, că tranzistorul se poate reprezenta sub forma a două diode semiconductoare așa cum se arată în figura 138, se pot scrie relațiile :

$$I_e = I_1 - \alpha_I I_2 \qquad 7.3.4$$

$$I_c = \alpha_N I_1 - I_2 \qquad 7.3.5$$

α_N reprezintă factorul de curent cînd trioda este polarizată normal (acest coeficient este notat de obicei cu α_0); α_I reprezintă factorul de curent pentru polarizarea inversă a triodei $p—n—p$, adică avînd polaritate pozitivă pe colector și negativă pe emitor.

Ca și într-o diodă (separată), legătura dintre curenții injectați și tensiunile aplicate pe colector este de forma (v. 5.4.38)

$$I_1 = I_{s1}\left(e^{\frac{eV_e}{kT}} - 1\right) \qquad 7.3.6$$

$$I_2 = I_{s2}\left(e^{\frac{eV_e}{kT}} - 1\right). \qquad 7.3.7$$

Totuși, deoarece în cazul tranzistorului cele două diode nu sînt izolate una de alta, va trebui ca cei doi curenți termici I_{s1} și I_{s2} să fie exprimați prin mărimi caracteristice pentru trioda semiconductoare și pasibile de a fi măsurate. Dacă pentru curent de emitor nul (circuitul emitorului întrerupt) se dă o tensiune mare pe colector astfel încît $|-V_c| \gg \frac{kT}{e}$, prin joncțiunea (diodă) colectorului va trece curentul termic I_{c0}, despre care s-a amintit în paragraful 6.1 (v. 6.1.42) pentru $|-V_c|$ mari). În acest caz curentul de colector devine :

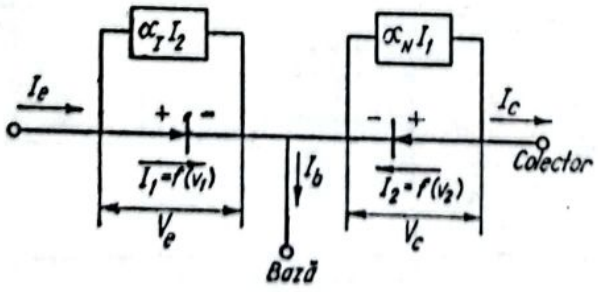


Fig. 138. — Reprezentarea schematică a tranzistorului sub forma a două diode „cuplate".

$$I_e = \alpha I - I_{c0}\left(e^{\frac{eV_e}{kT}} - 1\right). \qquad 7.3.8$$

Scanned with CamScanner

În formula 7.3.8 s-a renunțat la indicele N, presupunîndu-se polarizarea normală a tranzistorului (deci $\alpha_I I_2 = 0$ și $I_1 = I_e$).

Relația 7.3.8 exprimă analitic familia caracteristicilor de colector $I_c(V_c)$ în funcție de parametrul I_e (fig. 137). În figura 137 se pot deosebi două regimuri de lucru ale tranzistorului : *regimul activ* — corespunzător valorilor $V_c < 0$ și *regimul de saturație* corespunzător valorilor $V_c > 0$. Pentru curent de emitor nul și $V_c < 0$ rezultă *regimul de tăiere*, determinat de prima curbă a familiei de caracteristici (v. formula 7.3.3).

Trecerea curentului de colector de la valori pozitive la valori negative se face la o tensiune pozitivă de colector destul de mică, astfel încît curbele caracteristice în regiunea negativă (cadranul III) practic coincid (fig. 137). Curbarea bruscă a curbelor caracteristice (saturația) intervine practic pentru $V \simeq 0$, de aceea, de obicei nu se reprezintă grafic decît regiunea activă a caracteristicilor.

Pentru descrierea caracteristicilor de emitor în montajul cu baza comună, se apelează la ecuația 6.2.36 care exprimă curentul de colector în funcție de tensiunea de emitor :

$$i_{e0} = \left[i_{p_s} \operatorname{cth} \frac{2w}{L_p} + i_{nes} \right] \left(e^{\frac{e V_{e0}}{kT}} - 1 \right) + i_{p_s} \operatorname{csch} \frac{2w}{L_p}. \qquad 7.3.9$$

Termenul $i_{ps} \operatorname{csch} \frac{2w}{L_p}$ reprezintă partea de curent de goluri condiționată de influența colectorului asupra curentului de emitor. Pentru tensiuni de colector ridicate $V_c \gg \frac{kT}{e}$ acest termen depinde numai de factorul de transport B. De aceea, în studiul caracteristicilor $i_{e0} = f(V_{e0})$ acest termen nu se ia în considerație și relația 7.3.9 devine :

$$i_{e0} = \left(i_{ps} \operatorname{cth} \frac{2w}{L_p} + i_{nes} \right) \left(e^{\frac{e V_{e0}}{kT}} - 1 \right). \qquad 7.3.10$$

Expresia cuprinsă în paranteza dreaptă reprezintă curentul de saturație al emitorului pentru $V_{e0} > 0$. Curentul de emitor depinde foarte slab de tensiunea de colector luată ca parametru. Această influență se face simțită prin micșorarea lărgimii efective a bazei $2w$. După cum se vede din figura 139 datorită faptului că tensiunea de colector influențează slab asupra curentului de emitor, curbele caracteristice $i_{e0} = f(V_{e0})_{V_{c0} = const}$ sînt foarte înghesuite. Din această cauză în aplicațiile practice se ia în considerare o curbă caracteristică medie cuprinsă în interiorul familiei de caracteristici.

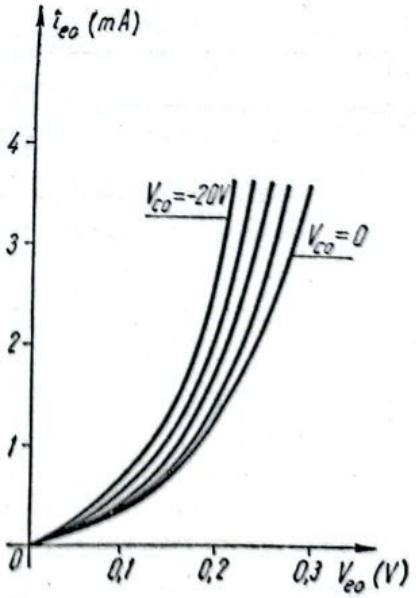


Fig. 139. — Caracteristicile $i_{e0} = f(V_{e0})_{V_{c0} = const.}$

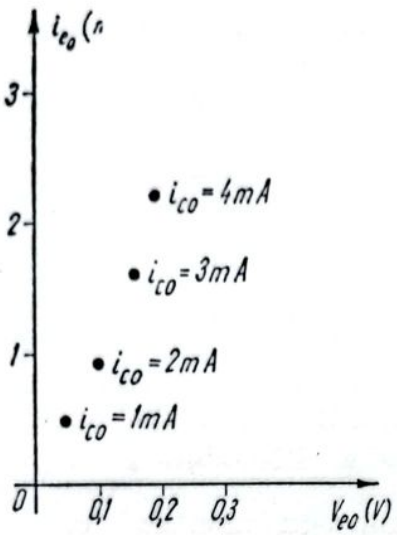


Fig. 140. — Caracteristicile $i_{e_0} = f(V_{e_0})\ i_{c0} = const.$

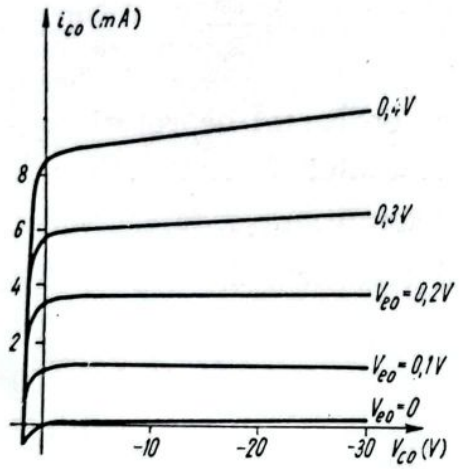


Fig. 141. — Caracteristicile $i_{c_0} = f(V_{c_0})\ V_{c_0} = const.$

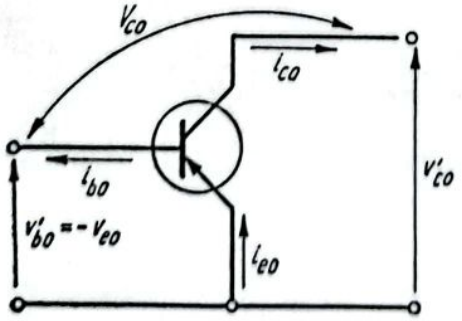


Fig. 142. — Notațiile convenționale pentru tranzistorul în montaj *EC*.

Tot în montajul cu baza comună (la masă) se mai pot considera și caracteristicile $i_{e0} = f(V_{e0})\ _{i_{c0} = const.}$ cum și familia de caracteristici $i_{c0} = (V_{c0})\ _{V_{e0} = const.}$. Dacă în relația 7.3.2 :

$$i_{c0} = \alpha_0 i_{e0} + i_{sc0} \qquad 7.3.11$$

se ia $i_{e0} = const.$, atunci și curentul total de colector va rămîne constant, adică $i_{c0} \approx const$; rezultă astfel că familia de caracteristici $i_{e0} = f(V_{e0})\ _{i_{c0} = const.}$ este reprezentată printr-o serie de puncte așezate într-o dispoziție crescătoare (fig. 140).

Dacă în relația 7.3.11 se înlocuiește i_{e0} cu expresia sa din 7.3.10 se obține :

$$i_{c0} = \alpha_0 \left[i_{ps} \operatorname{cth} \frac{2w}{L_p} + i_{nes} \right] \left(e^{\frac{e V_{e0}}{kT}} - 1 \right) + i_{sco} \qquad 7.3.12$$

Formula 7.3.12 se poate folosi pentru reprezentarea grafică a curbelor $i_{e_0} = f(V_{c0})\ _{V_0 = const}$ (fig. 141). Așa cum se observă în figura 141, caracteristicile $i_{c0} = f(V_{c0})_{V_{e_0} = const}$ nu mai sînt echidistante, deoarece relația între i_{e0} și V_{e_0} nu este o relație liniară.

În majoritatea aplicațiilor practice tranzistorul lucrează în montaje cu emitorul la masă (EM). În figura 142 se reprezintă sensurile și notațiile convenționale pentru tranzistorul în montaj EM. Pentru regimul de curent continuu, sensul pozitiv al tensiunilor se alege în raport cu borna emitorului (borna comună).

Din relațiile :

$$i_{c0} = \alpha_0 i_{e0} + i_{sc_0} \qquad 7.3.13$$

$$i_{e0} = i_{b0} + i_{c0} \qquad 7.3.14$$

rezultă următoarea expresie pentru i_{c_0} :

$$i_{c0} = \frac{\alpha_0}{1-\alpha_0} i_{b0} + \frac{1}{1-\alpha_0} i_{sc0}. \qquad 7.3.15$$

Scanned with CamScanner

Ţinînd seama că $\frac{\alpha_0}{1-\alpha_0}=\beta$ reprezintă factorul de amplificare în curent pentru montajul *EM*, relaţia 7.3.15 devine :

$$i_{e0} = \beta i_{b0} + \frac{i_{sc0}}{1-\alpha_0}. \qquad 7.3.15, a$$

Această relaţie permite interpretarea caracteristicilor de ieşire $i_{c0} = f(V'_{c0})_{i_{b0}=const}$, reprezentate în figura 143, *a*. Pentru curent $i_{b0}=0$ rezultă $i_{c0}=\frac{i_{sc0}}{1-\alpha_0}$ valoare mult mai mare decît cea corespunzătoare pentru caracteristica $i_{c0}=f(V_{c0})_{i_{e0}=0}$ (v. fig. 137). De asemenea pentru $i_{b0}=0$, din 7.3.14 rezultă $i_{e0}=i_{c0}=\frac{i_{sc0}}{1-\alpha_0}\neq 0$, ceea ce arată că în cazul montajului *EM* curba $i_b=0$ nu reprezintă cu adevărat regimul de tăiere al tranzistorului (în cazul regimului de tăiere $i_{e0}=0$ şi $i_{c0}=i_{sc0}$).

Caracteristicile statice de intrare ale unui tranzistor, în conexiunea cu emitorul comun, sînt reprezentate în figura 144. Din relaţia 7.3.14 se scoate :

$$i_{b0} = i_{e0} - i_{c0}. \qquad 7.3.16$$

Înlocuind pe i_{c0} din 7.3.13, formula 7.3.16 devine :

$$i_{b0} = (1-\alpha_0)\, i_{e0} - i_{sc0}. \qquad 7.3.17$$

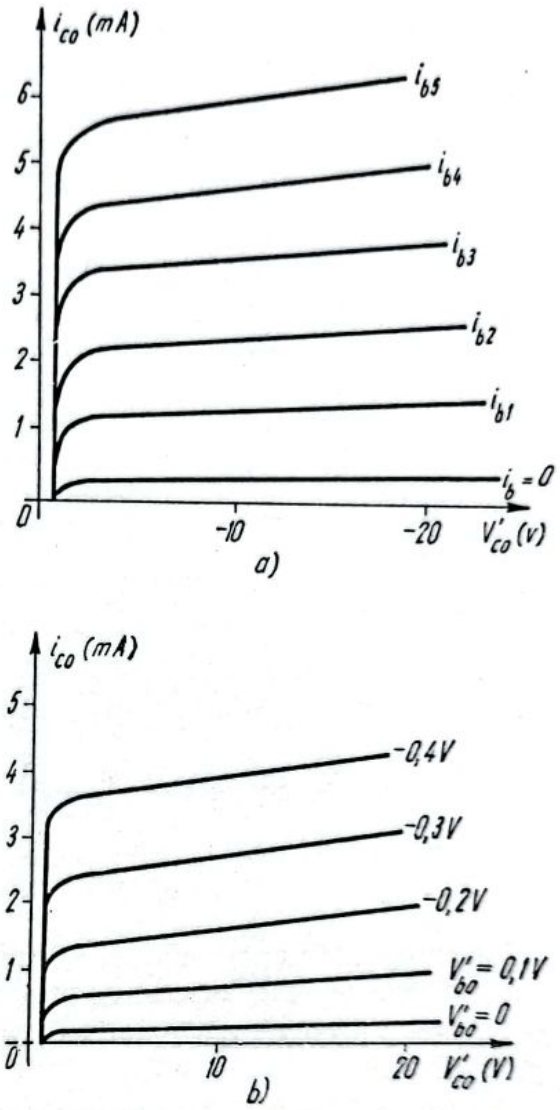


Fig. 143. *a* — Caracteristicile $i_{c_0} = f(V'_{c_0})_{i_{b_0}=const.}$; *b* — caracteristicile $i_{c0}=f(V'_{c0})_{V'_{b_0}=const}$

În această relaţie i_{e_0} este dat de formula 7.3.10. Înlocuind în respectiva formulă pe V_{e_0} cu $-V'_{b0}$ şi notînd curentul de saturaţie din paranteza dreaptă cu I_{se}, relaţia 7.3.17 se poate pune sub forma :

$$i_{b0} = (1-\alpha_0)\, I_{s0}\left(e^{\frac{e\,V'_{b0}}{kT}} - 1\right) - i_{sc0}. \qquad 7.3.18$$

Această relaţie exprimă analitic ambele caracteristici $i_{b0}=f(V'_{b0})_{V'_{c0}=ct}$ reprezentate în figura 144, *a*. Influenţa tensiunii de colector se face resimţită prin intermediul variaţiei lărgimii efective a bazei $2w$, termen

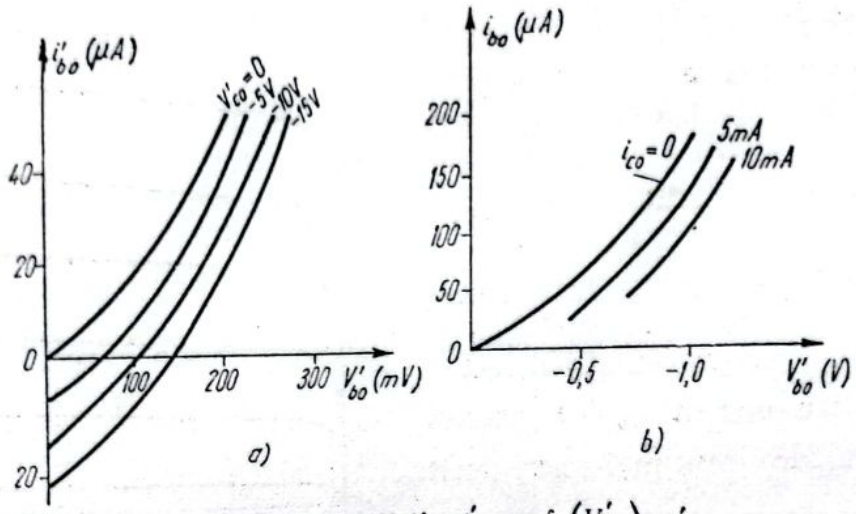


Fig. 144. *a* — Caracteristicile $i'_{b_0} = f\left(V'_{b_0}\right)_{V'_{c_0} = const.}$

b — caracteristicile $i'_{b_0} = f\left(V'_{b0}\right)_{i_{c0} = const.}$

care intervine atît în I_{s_0} (7.3.10) cît și în expresia parantezei $(1-_0)$. Într-adevăr, ținînd seama de 6.1.27 și de 6.1.35 se poate scrie :

$$i - \alpha_0 = 1 - B\gamma \simeq 1 - \left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{2w}{L_p}\right)^2\right]\left(1 + \frac{2w}{L_p}\cdot\frac{\sigma_b}{\sigma_e}\right) \simeq \frac{1}{2}\left(\frac{2w}{L_p}\right)^2 + \frac{2w}{L_p}\cdot\frac{\sigma_n}{\sigma_p} + \ldots . \qquad 7.3.19$$

Datorită influenței slabe a tensiunii colectorului asupra curentului de intrare, caracteristicile $i_{b0} = f(V'_{b0})_{V'_{c0} = const.}$ sînt foarte apropiate între ele (prin analogie cu caracteristicile $i_{e0} = f(V_{e0})_{Vc_0 = const}$ din cazul montajului *BC*).

În figura 143, *b* sînt reprezentate caracteristicile de ieșire :

$$i_{c0} = f(V'_{c0})_{V'_{b0} = const.} \qquad 7.3.20$$

Tensiunea V'_{b0} intră ca parametru în expresia curentului i_{c_0}, prin intermediul expresiei curentului de emitor. Într-adevăr, ținînd seama că $V'_{b0} = -V_{e0}$, prin înlocuirea termenului i_{e0} cu expresia sa 7.3.10, relația 7.3.13 devine :

$$i_{c0} = \alpha_0 I_{s0}\left(e^{\frac{e V'_{b0}}{kT}} - 1\right) + i_{sc0} \qquad 7.3.21$$

care este identică cu relația 7.3.12 pentru caracteristicile $i_{c0} = f(V_{c0})$ la conexiunea *BM*. În acest caz caracteristicile $i_{c0} = f(V'_{c0})_{V'_{b0} = const}$ vor avea o alură identică cu a caracteristicilor $i_{c_0} = f(V_{c_0})_{V_{e_0} = const}$ fiind puțin translatate spre dreapta, deoarece $V'_{c0} = V_{c_0} + V'_b$. Este necesar să se precizeze că pentru montajul *EM* tensiunile au fost notate cu un accent în partea dreaptă (v. fig. 142).

Scanned with CamScanner

Caracteristicile statice de intrare :

$$i_{b0} = f(V'_{b0})\, i_{c0 = const} \qquad 7.3.22$$

pentru montajul *EM* sînt reprezentate în figura 144, *b*. Relația 7.3.18 descrie analitic și aceste curbe caracteristice pentru diferite valori ale curentului de colector.

În orice fel de montaj (*EM, BM, CM*) tranzistorul reprezentat ca un cvadripol este determinat de patru mărimi : curenții și tensiunile de intrare și ieșire. Fiecare caracteristică curent-tensiune exprimă dependența a trei mărimi din cele patru, una din ele fiind aleasă ca parametru. Pentru descrierea completă a stării tranzistorului și pentru construirea ulterioară a oricărei familii de caracteristici, este necesar să se cunoască cel puțin două familii de caracteristici. Aceste două familii de caracteristici curent-tensiune cuprind toate cele patru mărimi care caracterizează cvadripolul reprezentativ al tranzistorului.

Familiile de caracteristici ale tranzistorului pot fi ridicate punct cu punct folosind scheme simple de măsură (fig. 145) [46]. Pentru găsirea experimentală a caracteristicilor tranzistorilor există și diferite scheme electronice și oscilografe specializate care permit vizualizarea simultană pe ecran a întregii familii de curbe. Una din schemele de acest fel este analizată în [46].

Calculul schemelor cu tranzistori se poate face folosind caracteristicile statice și parametrii dinamici ai tranzistorului.

O tratare completă asupra parametrilor dinamici ai tranzistorului se poate găsi în lucrarea [46] ; pentru considerațiile ulterioare se vor face referiri la susnumita lucrare [46].

Dintre parametrii dinamici cel mai ades folosiți se pot aminti parametrii r_{ij} (la frecvențe înalte se transformă în z_{ij} impedanțe), parametrii g_{ij} (sau y_{ij} la frecvențe înalte) și parametrii h_{ij} sau parametrii hibrizi. În figura 146 este redată schema echivalentă în T a tranzistorului pentru montajul cu baza comună.

În această schemă r_e, r_b, r_c reprezintă rezistențele diferențiale ale emitorului bazei și colectorului ; r_m reprezintă rezistența generato-

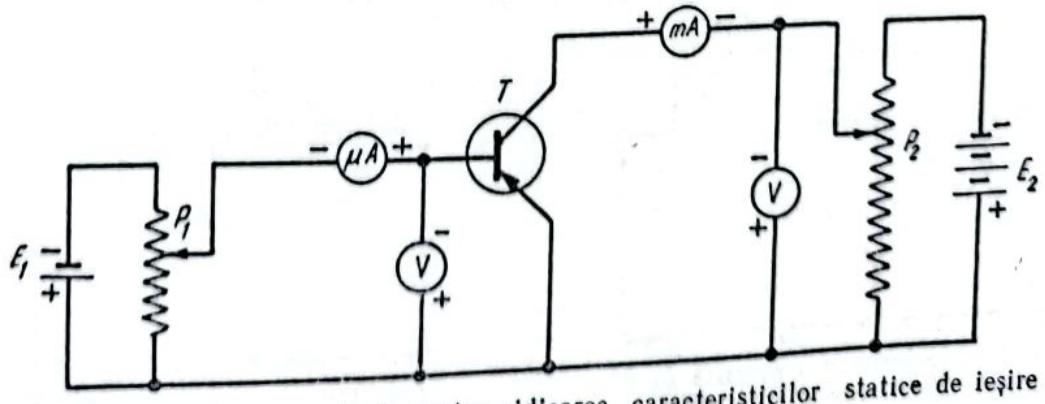


Fig. 145. — Schema practică pentru ridicarea caracteristicilor statice de ieșire ale tranzistorului în conexiunea *EM*.

Scanned with CamScanner

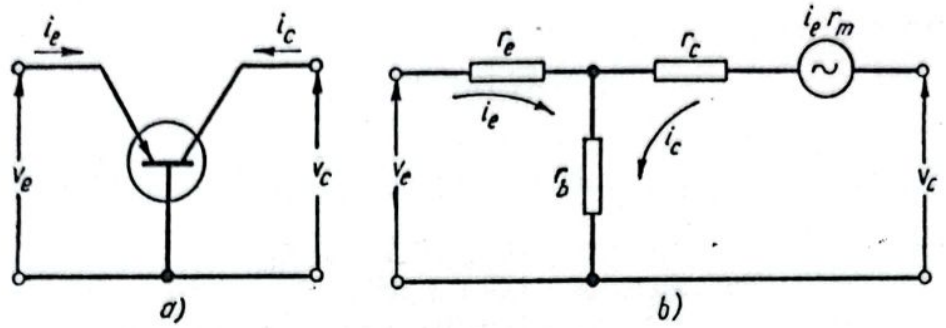


Fig. 146. — Schema echivalentă în celulă T pentru parametrii r_{ij}.

rului echivalent din circuitul colectorului. Valorile acestor rezistențe caracterizează tranzistorul ca atare și nu depind de modul de conexiune a acestuia în diferite scheme de conectare.

Schema echivalentă cu generator de tensiune în circuitul colectorului (fig. 146) poate fi înlocuită prin o schemă echivalentă care să aibă generator de curent în circuitul colectorului (fig. 147). În această schemă $\alpha_m = \frac{r_m}{r_0} \simeq \alpha_0$ reprezintă factorul de amplificare în curent.

Ecuațiile de definiție a parametrilor dinamici h_{ij} — parametrii cel mai mult folosiți în practică — sînt :

$$v_1 = h_{11}\, i_1 + h_{12}\, v_2 \qquad 7.3.23$$

$$i_2 = h_{21}\, i_1 + h_{22}\, v_2 \qquad 7.3.24$$

unde [46] :

$$h_{11} = \frac{1}{g_{11}} = \left(\frac{\partial V_1}{\partial I_1}\right)_{V_2 = const} ; \quad h_{12} = \left(\frac{\partial V_1}{\partial V_2}\right)_{I_1 = const} ; \qquad 7.3.25$$

$$h_{21} = -\alpha = \left(\frac{\partial I_2}{\partial I_1}\right)_{V_2 = const} ; \quad h_{22} = \frac{1}{r_{22}} = \left(\frac{\partial I_2}{\partial V_2}\right)_{I_1 = const} . \qquad 7.3.26$$

Ecuațiilor 7.3.23 și 7.3.24 le corespunde schema echivalentă din figura 148.

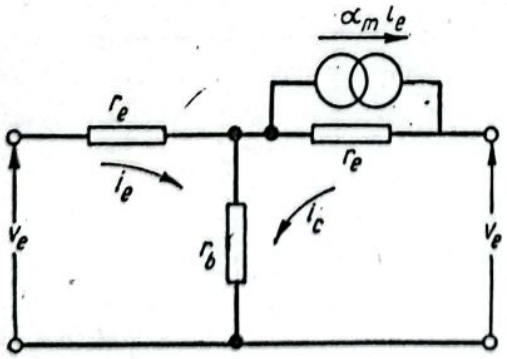


Fig. 147. — Schema echivalentă în T, cu generator de curent în circuitul colectorului.

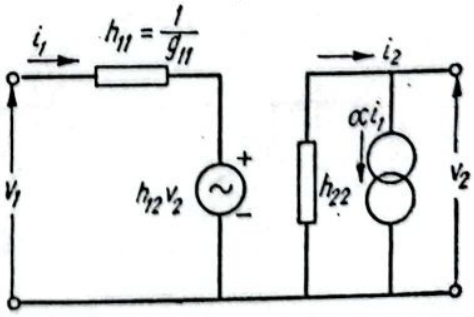


Fig. 148. — Schema echivalentă corespunzătoare parametrilor h_{ij}.

Scanned with CamScanner

Din ecuațiile 7.3.23 ; 7.3.24 și din notațiile 7.3.25 ; 7.3.26, rezultă că :

h_{11} reprezintă rezistența de intrare cînd $v_2=0$;

h_{22} reprezintă conductibilitatea de ieșire cînd $i_1=0$;

h_{12} reprezintă coeficientul legăturii inverse (dacă la bornele de ieșire se aplică tensiunea v_2, atunci în circuitul de intrare va acționa generatorul echivalent $h_{12}\,v_2$) ;

h_{21} reprezintă coeficientul de amplificare în curent α, pentru $v_2=0$ (colectorul scurtcircuitat printr-o capacitate de valoare foarte mare).

În această schemă parametrii se determină în regim de funcționare în gol la intrarea tranzistorului și în regim de scurtcircuit la ieșire ($i_1=0$ sau $v_2=0$). Aceste regimuri se pot asigura întotdeauna pentru schemele obișnuite de conexiune, atît pentru tranzistorii cu contacte punctiforme, cît și pentru cei cu joncțiuni plane.

După cum se vede din 7.3.25 și 7.3.26, parametrii h_{ij} au dimensiunile inversului unei rezistențe (h_{22}), inversului unei conductanțe (h_{11}), sau pot să fie fără dimensiuni (h_{12}, h_{21}). Din această cauză, sistemul de parametri h_{ij} mai poartă denumirea de parametri hibrizi sau amestecați [31], [32].

Parametrul h_{21} reprezintă factorul de amplificare în curent și în montajul cu emitorul comun. Într-adevăr, în acest montaj $I_2=I_c$ și $I_1=I_b$. Conform definiției

$$h'_{21}=\frac{\partial I_2}{\partial I_1}=\frac{i_{c0}}{i_{b0}}. \qquad 7.3.27$$

Împărțind cu i_{e0} și ținînd seama că $i_{e0}=i_{c0}+i_{b0}$ rezultă :

$$h'_{21}=\frac{\dfrac{i_{c0}}{i_{e0}}}{\dfrac{i_{e0}-i_{c0}}{i_{c0}}}=\frac{\alpha}{1-\alpha}=\beta\simeq\beta_0. \qquad 7.3.28$$

Relațiile care leagă între ele cele trei grupuri de parametri, z_{ij} (sau r_{ij}), y_{ij} (sau g_{ij}) și h_{ij}, sînt redate în tabelul 3 [33].

Tabelul 3

Z_{11}	Z_{12}	Z_{21}	Z_{22}
$\frac{\Delta h}{h_{22}}$	$\frac{h_{12}}{h_{22}}$	$-\frac{h_{21}}{h_{22}}$	$\frac{1}{h_{22}}$
y_{11}	y_{12}	y_{21}	y_{22}
$\frac{1}{h_{11}}$	$-\frac{h_{12}}{h_{11}}$	$-\frac{h_{21}}{h_{11}}$	$-\frac{\Delta h}{h_{11}}$

Scanned with CamScanner

7.4. Schema echivalentă a tranzistorului la frecvențe înalte

Schema echivalentă practică reprezentată în figura 147 caracterizează tranzistorul la frecvențe joase. Parametrii respectivei scheme nu depind de frecvență. Odată cu mărirea frecvenței parametrii tranzistorului nu mai pot fi considerați ca fiind curat activi, de aceea la frecvențe suficient de ridicate, se utilizează schema echivalentă în formă de celulă T (fig. 149). În această schemă în loc de rezistențele r_e, r_b, r_c se întrebuințează impedanțele Z_e, Z_b și Z_c. De asemenea factorul de amplificare în curent va depinde de frecvență :

$$\alpha(\omega) = B(\omega) \cdot \gamma(\omega). \qquad 7.4.1$$

Domeniul de frecvențe în care pot fi utilizate triodele semiconductoare este limitat, îndeosebi din cauza prezenței unei puternice legături inverse interne (reacție), care se face simțită mai ales la frecvențe ridicate. În tranzistorii cu joncțiuni plane, această legătură inversă este condiționată de asemenea parametri ca rezistența bazei, capacitățile de difuzie și de barieră (în special ale colectorului), influența lărgirii stratului sarcinii spațiale asupra rezistenței bazei și colectorului și efectul de întîrziere a golurilor la trecerea prin bază (v. paragrafele 6.1 și 6.5).

Odată cu ridicarea frecvenței, posibilitățile de amplificare ale tranzistorului scad, întrucît scade factorul α (v. 6.5.18) și în același timp încep să se facă tot mai puternic simțite efectele de scurtcircuitare a impedanțelor de intrare și de ieșire. Pentru a îndepărta sau reduce la minim aceste influențe se apelează la circuite anexe care să ducă la neutralizarea legăturii inverse a tranzistorului. Folosirea acestor scheme auxiliare de neutralizare conduce la rezultate salutare, amplificarea maximă în putere a tranzistorului rămînînd practic constantă [36].

După cum s-a arătat în paragraful 7.1, rezistența bazei r_b se ia între punctul de contact ohmic la bază și un punct plasat între joncțiunile tranzistorului (fig. 129). Pentru înțelegerea mai clară a rolului rezistenței bazei la frecvențe înalte se va apela la o variantă simplă a schemei echivalente în celulă T a tranzistorului în care r_b se reprezintă sub forma a două rezistențe r_{b1} și r_{b2} montate în serie (fig. 150). O asemenea schemă echivalentă este alcătuită pe baza reprezentării schematice a tranzistorului cu joncțiuni plane arătate în figura 151 [32].

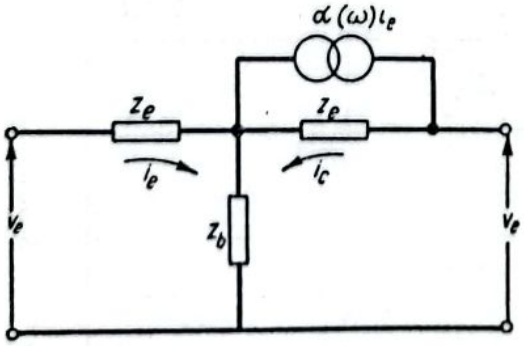


Fig. 149. — Schema echivalentă a tranzistorului la frecvențe înalte.

Din figura 151 se vede că rezistența r_{b1} caracterizează acea parte a bazei

nestrăbătută de purtătorii minoritari injectați de emitor în bază. Din această cauză valoarea acestei rezistențe nu va depinde de regimul de lucru al tranzistorului, ci numai de dimensiunile plăcuței semiconductoare și de rezistența ei specifică. Rezistența r_{b2} însă, caracterizează acea parte a bazei prin care difuzează spre colector purtătorii minoritari injectați de emitor în bază. De aceea această rezistență se mai numește și rezistența difuzionică a bazei. Tocmai în regiunea componentei difuzionice a rezistenței bazei există și capacitățile C_c și C_e (fig. 151). După cum s-a mai amintit, valoarea capacității C_e este neînsemnată în comparație cu C_c, de aceea ținînd seama și de faptul că rezistențele r_e și r_{b2} sînt de obicei mici, la frecvențe nu prea ridicate capacitatea C_e se neglijează.

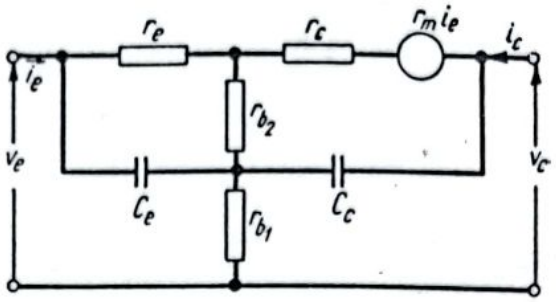


Fig. 150. — Schema echivalentă a tranzistorului, în care se ia în considerare rezistența distribuită a bazei.

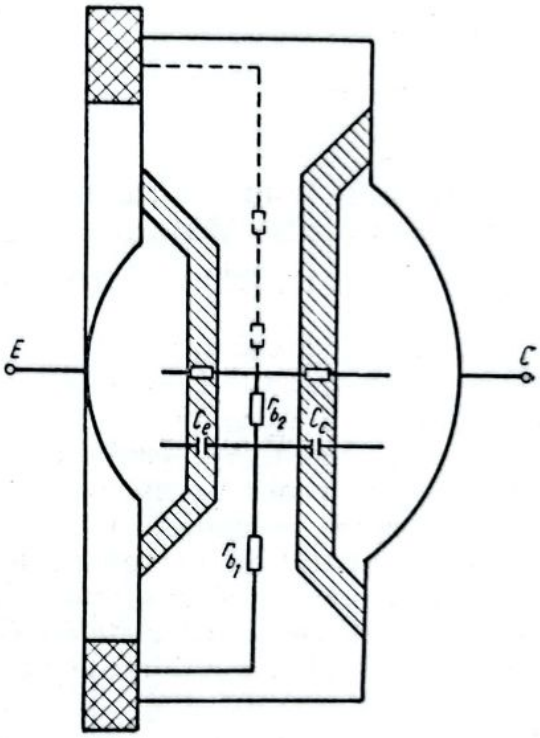


Fig. 151. — Reprezentarea schematică a unui tranzistor cu joncțiuni plane.

La tranzistorii de joasă frecvență capacitatea C_c este de ordinul zecilor de picofarazi, pe cînd la tranzistorii de înaltă frecvență ea nu depășește 12—15 pF.

La frecvențe înalte capacitatea de difuzie a colectorului începe să joace un rol esențial. O mare parte din curentul colectorului este reprezentată de curentul capacitiv (de deplasare). Începe să lucreze acea parte a electrodului de colector care iese din limitele electrodului de emitor (regiunile a', a din fig. 152). Acest curent, care se suprapune peste curentul de recombinare al bazei, nu intră în regiunea activă a tranzistorului (cea hașurată), ci iese prin părțile laterale ale plăcuței semiconductoare. Acestui curent i se opune o rezistență r' care de fapt intră în alcătuirea rezistenței r_{b1} :

$$r_{b1} = r' + r'' \qquad 7.4.2$$

Ținînd seama de considerațiile de mai sus și reprezentînd generatorul echivalent din circuitul colectorului prin generatorul de curent $\alpha(\omega)i_e$, se poate reprezenta schema echivalentă a tranzistorului așa cum se arată în figura 153.

Scanned with CamScanner

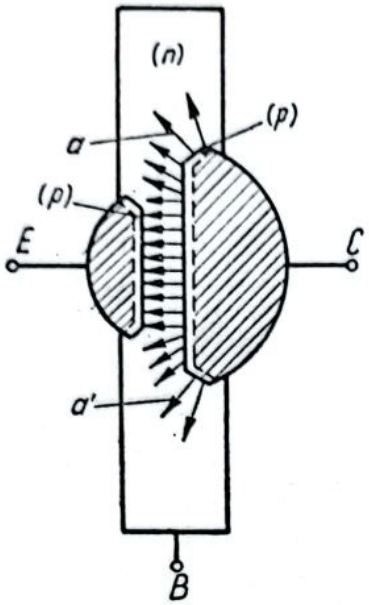


Fig. 152. — Schema simplificată a tranzistorului $p—n—p$.

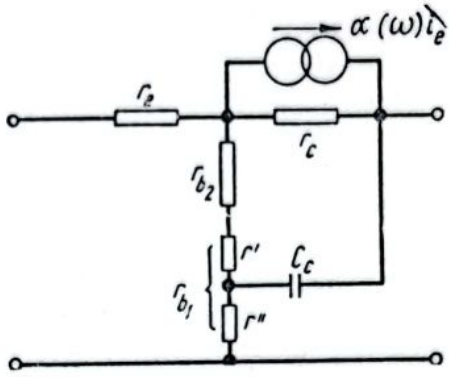


Fig. 153. — Schema echivalentă a tranzistorului, conținînd generator de curent în circuitul colectorului.

La frecvențe înalte foarte adesea se folosește circuitul echivalent natural Giacoletto (fig. 154) ale cărui elemente sînt independente de frecvență în domeniul [22] :

$$0 \leqslant \omega \leqslant \frac{\omega_\alpha}{2{,}43} \qquad 7.4.3$$

Cu ajutorul circuitului echivalent din figura 154 se poate studia comportarea tranzistorului la diverse frecvențe, în orice conexiune. Pentru conexiunea *EC* acest circuit echivalent capătă aspectul din figura 155. Mărimea G reprezintă panta internă a tranzistorului care, la frecvențe înalte, este în general o mărime complexă [22].

Funcționarea dinamică a tranzistorului poate fi caracterizată și la frecvențe înalte prin parametrii h_{ij} care, în acest caz, sînt mărimi complexe, dependente de frecvență. Din figura 155 se vede că, pe măsură ce crește frecvența, capacitatea $C_{b'e}$ scurtcircuitează intrarea tranzistorului determinînd o scădere a modulului impedanței de intrare h_{11}. Din același motiv scade și modulul amplificării de curent cu ieșirea în scurtcircuit ($h_{21}=\alpha$). Reacția de la ieșire la intrare este dată de grupul $r_{b'c}$; $C_{b'c}$ și crește odată cu frecvența (h_{12}).

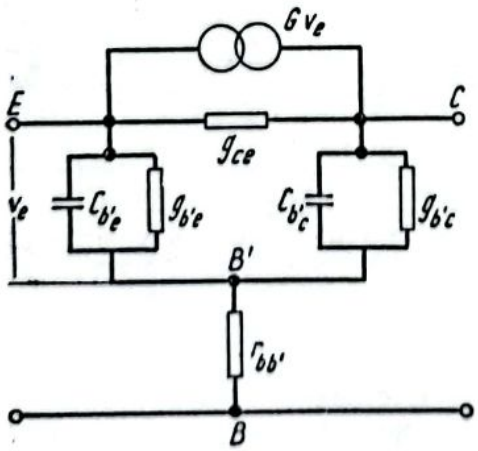


Fig. 154. — Circuitul echivalent natural tip Giacoletto.

Frecvența limită a tranzistorului în montajul cu emitorul comun ω_β este cu mult mai mică decît frecvența limită ω_α pentru montajul *BC*. Într-adevăr, presupunînd pentru factorul de amplificare în curent în conexiunea *BC* o aproximare a dependenței cu frecvența de forma (v. 6.5.18) :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + i\dfrac{f}{f_\alpha}} \qquad 7.4.4$$

Scanned with CamScanner

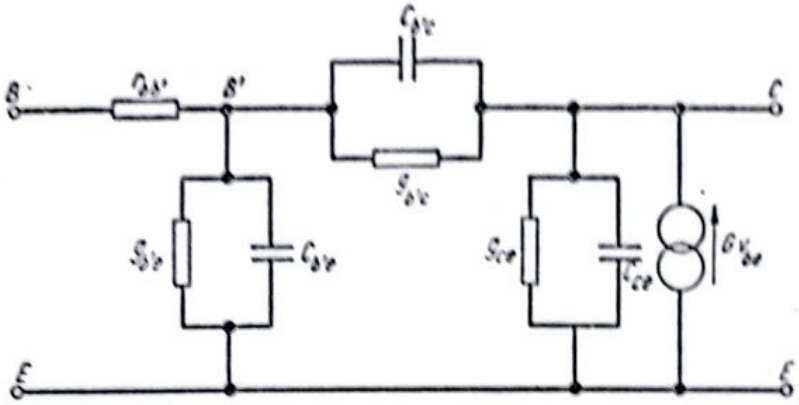


Fig. 155. — Circuitul natural Giacoletto pentru conexiunea *EC*.

se poate scrie, pentru montajul *EC* (v. 6.1.53, *a*) :

$$\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha} \qquad 7.4.5$$

unde prin β s-a notat factorul de amplificare în curent pentru montajul *EC*. Înlocuind pe α din 7.4.4, relaţia 7.4.5 devine :

$$\beta = \frac{\dfrac{\alpha_0}{1+i\dfrac{f}{f_\alpha}}}{1-\dfrac{\alpha_0}{1+i\dfrac{f}{f_\alpha}}} = \frac{\alpha_0}{1-\alpha_0+i\dfrac{f}{f_\alpha}} = \frac{\dfrac{\alpha_0}{1-\alpha_0}}{1+i\dfrac{f}{f_\alpha(1-\alpha_0)}} =$$

$$= \frac{\beta_0}{1+i\dfrac{\dfrac{f}{f_\alpha}}{\beta_0+1}} = \frac{\beta_0}{1+i\dfrac{f}{f_\beta}}. \qquad 7.4.6$$

Din 7.4.6 rezultă pentru frecvenţa limită în conexiunea *EC* :

$$f_\beta = \frac{f_\alpha}{\beta_0+1} \approx \frac{f_\alpha}{\beta_0}. \qquad 7.4.7$$

Cum în general $\beta_0 > 20$, rezultă că frecvenţa limită în conexiunea *EC* este de cel puţin 20 de ori mai mică decît în conexiunea *BC*. De aici se poate trage concluzia că pentru a putea lucra la frecvenţă limită cît mai ridicată, este necesar ca tranzistorul să fie conectat în schema cu baza comună. Este adevărat însă că amplificarea în curent pentru acest montaj este mult inferioară celei corespunzătoare montajului *EC*. În

Scanned with CamScanner

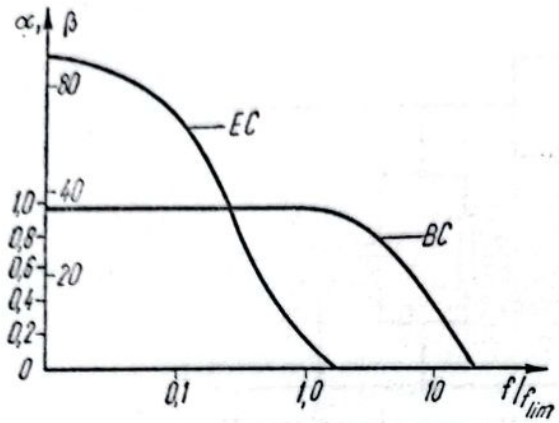


Fig. 156. — Dependența factorului de amplificare în funcție de frecvență.

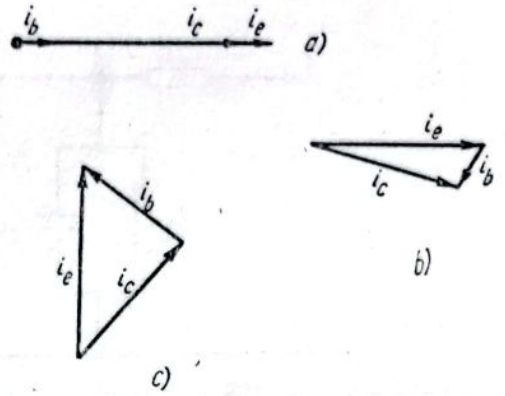


Fig. 157. — Defazajul între curenții de emitor și de colector.

figura 156 se arată dependența factorului de amplificare în funcție de frecvență. Micșorarea bruscă a frecvenței limită în schema *EC* se poate explica pe seama creșterii însemnate a curentului bazei care în această schemă reprezintă curentul de intrare. Creșterea curentului bazei odată cu mărirea frecvenței are loc ca urmare a apariției defazajului între curenții de emitor și colector (fig. 157). Acest defazaj apare datorită faptului că purtătorii minoritari injectați în bază au nevoie de un timp finit $t = \frac{2w_0}{L_p}$ pentru a ajunge la colector. Chiar și la o mică variație a curentului de colector aceasta duce la o puternică variație a curentului bazei (fig. 157), deci la o scădere a factorului de amplificare în curent.

După cum s-a arătat în paragraful 6.5. odată cu mărirea tensiunii colectorului, are loc o micșorare a lărgimii bazei $2w_0$. Ținînd seama de relația 7.2.41 rezultă că frecvența limită a tranzistorului poate fi mărită prin mărirea tensiunii de colector. Practic s-a arătat că o asemenea dependență are într-adevăr loc (fig. 158).

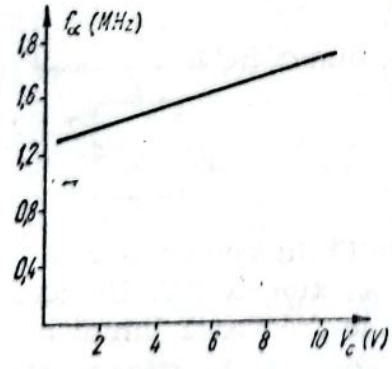


Fig. 158. — Dependența frecvenței limită în funcție de tensiunea de colector.

7.5. Metode de obținere a tranzistorilor. Diferite tipuri de tranzistori

Clasificarea diferitelor tipuri de tranzistori nu poate fi decît o împărțire convențională, întrucît există mai multe posibilități de a clasifica marea varietate de dispozitive semiconductoare amplificatoare. Astfel tranzistorii se pot împărți

Scanned with CamScanner

după caracterul distribuției purtătorilor în bază, după tehnologia de fabricare, după domeniul de frecvențe în care lucrează, după destinația sau tipul schemelor în care se folosesc, după construcție etc. Există o varietate mare de dispozitive semiconductoare amplificatoare, unele dintre ele aproape că nici nu pot fi incluse în marea clasă a tranzistoarelor. Este firesc dar ca și clasificarea adoptată în această lucrare să fie de asemenea convențională. În același timp cu descrierea sau caracterizarea dispozitivului semiconductor, se vor arăta și metodele de obținere a dispozitivului respectiv.

A. *După caracterul distribuției purtătorilor în bază*, tranzistorii cu joncțiuni plane se pot împărți în două mari clase : tranzistori fără cîmp electric în bază și tranzistori cu cîmp electric intern în bază (tranzistori drift).

Tranzistorii fără cîmp electric în bază sînt astfel construiți încît distribuția impurităților în bază este uniformă. În acest caz, pentru nivele mici de injecție, în bază practic nu există un cîmp electric și mișcarea purtătorilor minoritari spre joncțiunea colectorului are loc exclusiv pe seama fenomenului de difuzie. Teoria unui astfel de tranzistor a fost dezvoltată în paragrafele precedente.

Tranzistorii cu cîmp intern au o distribuție neuniformă a impurităților în bază (fig. 159). Din figură se vede că valoarea maximă a concentrației se află la granița cu emitorul, scăzînd apoi treptat odată cu mărimea distanței (spre colector). O asemenea distribuție neuniformă a impurităților duce la apariția unui cîmp electric intern îndreptat spre colector. Datorită orientării sale acest cîmp produce accelerarea purtătorilor minoritari în drumul lor spre colector ceea ce duce la micșorarea timpului t de parcurgere a bazei (de către purtători), deci și la obținerea unei frecvențe limită mai înaltă. Astfel, în baza tranzistorului drift (cu cîmp intern) purtătorii minoritari injectați din emitor, se îndreaptă spre colector atît pe seama difuziei, cît și pe seama cîmpului intern.

Practic, o distribuție neuniformă a impurităților în bază se realizează destul de ușor prin metoda difuziei. În paragraful 5.5 s-a arătat în mod sumar în ce constă această metodă și modul în care se realizează joncțiunile p—n prin difuzia impurităților în materialul semiconductor (de tip n sau p). În cazul tranzistorului drift se plasează semiconductorul într-o atmosferă gazoasă conținînd atomi de impuritate, la o anumită temperatură ridicată. Atomii donori difuzează din starea gazoasă în semiconductor, determinînd o concentrație mai mare de centre de impuritate

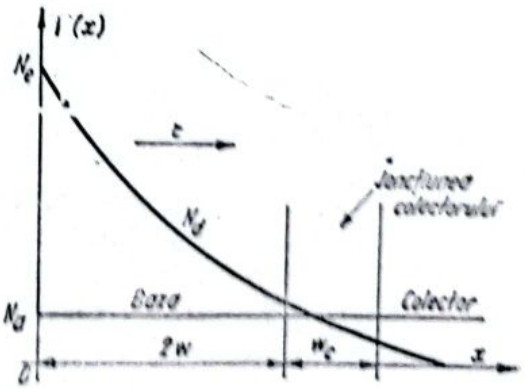


Fig. 159. — Distribuția concentrației impurităților în baza unui tranzistor-drift.

la suprafață și mai redusă în interior. Din bucata de semiconductor astfel impurificată se poate tăia un fragment care să aibă o distribuție a purtătorilor ca cea arătată în figura 159. La capetele fragmentului — care constituie astfel baza viitorului tranzistor — se pot obține prin aliere, joncțiunile emitorului și colectorului (regiunile p).

Datorită existenței cîmpului electric accelerator în bază, tranzistorii de drift se folosesc în domeniul frecvențelor înalte. Teoria acestor tranzistori este sintetizată în lucrarea [22]. Această teorie comportă unele particularități față de cea a tranzistorului cu o distribuție omogenă a centrelor de impurități în regiunea bazei. Există și alte metode de realizare a tranzistorilor cu cîmp intern, dintre care unele vor fi tratate în mod sumar în subparagrafele următoare.

B. *După tehnologia de fabricare*, atît tranzistorii cu distribuție uniformă a impurităților în bază, cît mai ales tranzistorii cu cîmp intern, se pot împărți în tranzistori obținuți prin aliere, tranzistori obținuți prin metoda difuziei, tranzistori obținuți prin difuzie-aliere, tranzistori obținuți prin creștere din topitură etc. În această clasificare, factorul determinant este modul de obținere a joncțiunilor p—n. În paragraful 5.5 sînt descrise cîteva din metodele cele mai răspîndite de obținere a joncțiunilor p—n. În cazul fabricării tranzistorilor aceste metode sînt completate și lărgite, apar noi procedee caracteristice. În acest sens foarte răspîndită este metoda alierii-difuziei, tranzistorii obținuți prin acest procedeu purtînd denumirea curentă de tranzistori cu bază difuzată.

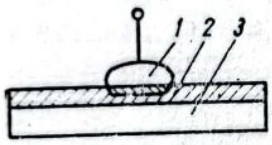
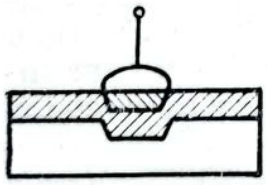


Fig. 160. — Fabricarea tranzistorului prin metoda aliere-difuzie.

1 — regiunea emitorului (p); 2 — regiunea bazei (n); 3 — regiunea colectorului (p).



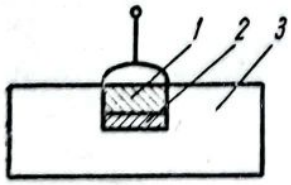


Fig. 161. — Schema simplificată de obținere a tranzistorului prin metoda dublei difuzii.

3 — plăcuță semiconductoare de tip p; 2 — regiune difuzată, de tip n (baza); 1 — regiunea emitorului de tip p — obținută prin difuzie.

Metoda de obținere a tranzistorilor prin aliere-difuzie prezintă mai multe variante. Una din variante constă în următoarele : Pe o plăcuță semiconductoare de tip n (sau p) se formează mai întîi prin difuzie din fază gazoasă, un strat de conducție inversă p (sau n) (fig. 160). Aceasta constituie baza viitoarei triode semiconductoare. Pe fața difuzată se aliază apoi o bilă din materialul care formează regiunea și joncțiunea emitorului (fig. 160). Deoarece prin procesul de difuzie se pot obține regiuni de bază foarte înguste, procedeul permite obținerea tranzistorilor pentru lucrul la frecvențe înalte.

Într-o altă variantă a metodei de aliere-difuzie, pe o plăcuță semiconductoare de tip p de exemplu, se așază o bilă de aliaj care conține atît impurități donoare cît și impurități acceptoare. Impuritățile sînt astfel alese încît atomii donori să aibă o viteză de difuzie mai mare decît cei acceptori. Ca urmare, pentru o aceeași temperatură de tratament, atomii donori vor difuza mult mai adînc în plăcuța semicon-

Scanned with CamScanner

ductoare de tip p formînd astfel în fața emitorului o bază îngustă de tip n cu o distribuție neuniformă de impurități (tranzistor drift) (fig. 161).

C. *După construcție* tranzistorii se pot împărți într-un număr foarte mare de tipuri de aceea este neindicat să se procedeze la alcătuirea unei clasificări pornind de la un asemenea criteriu. Numai tranzistorii cu cîmp intern, de exemplu, se pot împărți — după construcția lor — în diferite tipuri ca tranzistor *mesa*, tranzistori *planari*, tranzistori *planaro-epitaxiali* etc. De aceea, în cele ce urmează se va renunța la o ordonare riguroasă a tipurilor de tranzistori care să încapă în cele trei clasificări schițate mai sus, și se va trece la descrierea sumară a principalelor tipuri de dispozitive semiconductoare amplificatoare care prezintă mare interes pentru aplicațiile practice.

7.5.1. Tranzistor cu bariere de suprafață „Tetroda semiconductoare"

După cum s-a arătat în capitolul precedent, pentru ca un tranzistor să poată lucra la frecvențe cît mai înalte, este necesar ca grosimea bazei și rezistența $r_{bb'}$ a acesteia să fie cît mai mici. În plus se mai cere ca și capacitățile C_c și C_e să fie reduse cît mai mult posibil ceea ce impune o micșorare a suprafeței active a joncțiunilor — deci o reducere corespunzătoare a puterii disipate de către tranzistor.

La un tranzistor obținut prin aliere, procesul de fabricație nu asigură o uniformitate a grosimii bazei, de aceea grosimea bazei nu se poate reduce sub o anumită limită ceea ce face ca frecvența limită caracteristică acestor tranzistori să nu poată depăși 15—20 MHz.

Tranzistorii cu bariere de suprafață și tranzistorii cu cîmp intern au permis ridicarea valorii frecvenței limite pînă la sute de MHz (400—600 MHz). Deși în ultimii ani pe scară industrială — pentru domeniul frecvențelor înalte — se produc cu predilecție tranzistorii cu cîmp intern, tranzistorii cu bariere de suprafață, care au precedat tranzistorii drift, găsesc un cîmp larg de aplicații specifice într-o serie întreagă de domenii ale electronicii moderne.

Pentru fabricarea tranzistorului cu bariere de suprafață se folosește procedeul corodării pe cale electrochimică a unei plăcuțe semiconductoare a cărei conducție este de obicei de tip n. Corodarea plăcuței se face pe ambele părți așa cum se arată în figura 162 cu ajutorul unor jeturi de electrolit astfel încît suprafețele corodate să fie cît mai mici. Folosind acest procedeu se poate ajunge la o grosime a plăcii — deci a bazei viitorului tranzistor — de ordinul a cîțiva microni. Grosimea stratului se controlează în mod continuu prin măsurarea rezistenței acestuia cu ajutorul unui ohmetru (fig. 162).

După corodare, prin schimbarea polarității tensiunii continue aplicate între placa semiconductoare și electrozii de platină din electrolit, are loc depunerea unui metal (indiu) conținut în electrolit. Metalul se

Scanned with CamScanner

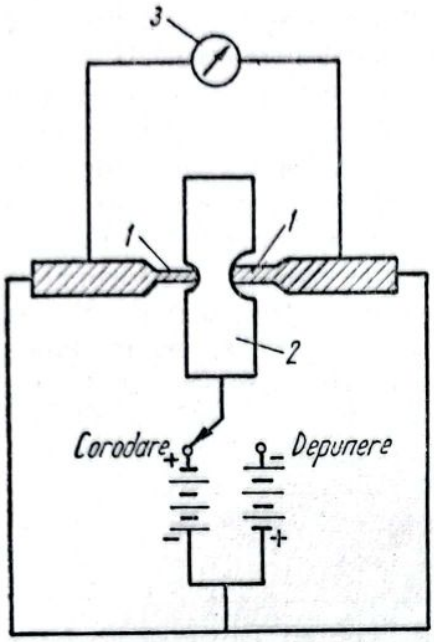


Fig. 162. — Fabricarea tranzistorului folosind procedeul corodării electrochimice:
1 — jet de electrolit; 2 — plăcuța semiconductoare; 3 — ohmetru.

depune tot cu același jet de electrolit sub presiune, cu care s-a făcut corodarea (fig. 162). Prin acest procedeu se obține o structură metal-semiconductor-metal (*MSM*), la care contactele metal-semiconductor sînt contacte redresoare. După cum s-a arătat în paragraful 4.4, la joncțiunea metal-semiconductor se formează o barieră de potențial care pătrunde în semiconductor (deoarece în semiconductor concentrația purtătorilor este mult mai mică). Astfel, în straturile superficiale care vin în contact cu metalul apar bariere de potențial care joacă rolul barierelor de la sistemul de joncțiuni *p—n—p*. Aceste bariere de suprafață au și impus denumirea tranzistorului obținut prin corodare electrochimică.

Tranzistorii cu bariere de suprafață obținuți după procedeul descris mai sus, nu se mai fabrică practic în nici o țară. Pe scară industrială însă se produc — pornind de la metoda arătată — tranzistori obținuți prin microaliere. Metoda este un fel de prelungire a procedeului electrochimic : după corodarea plăcuței semiconductoare pînă la grosimea dorită și depunerea electrolitică a metalului se încălzește un scurt timp structura obținută la o temperatură care să permită alierea indiului depus pe cele două părți ale plăcuței de germaniu (fig. 163). Microalierea asigură o pătrundere extrem de mică a zonei recristalizate (sutimi de micron), permițînd obținerea unor regiuni de bază de ordinul a 1—3 microni. În acest mod frecvența maximă de amplificare poate ajunge la valori de 60—100 MHz.

Prin procedeul microalierii se pot fabrica tranzistori cu baza omogenă, dar și tranzistori cu baza difuzată (cu cîmp intern), pentru ultimii putîndu-se obține frecvențe limite maxime de ordinul a 400—600 MHz.

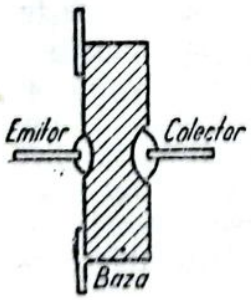


Fig. 163. — Obținerea tranzistorului prin procedeul microalierii.

În scopul micșorării rezistenței bazei și a capacităților emitorului și colectorului, a fost creată „tetroda" semiconductoare. Acest dispozitiv reprezintă de fapt o triodă semiconductoare care are două contacte de bază așezate simetric de-o parte și de alta a acesteia (fig. 164). Primul contact al bazei B_1 constituie contactul principal pe cînd contactul B_2 este un contact auxiliar. După cum se vede din figura 164, *a*, regiunea bazei va opune o rezistență mai mare curenților 1 și 3 — aceștia parcurgînd un drum mai lung — și o rezistență mult mai mică curenților 2 și 4. Dacă între contactele B_1 și B_2 se aplică

Scanned with CamScanner

o tensiune continuă prin regiunea bazei va trece un curent transversal i_{b_2}, care provoacă o cădere de potențial pe rezistența materialului bazei (fig. 164, *b*). Această tensiune continuă suplimentară se va opune — pe anumite porțiuni — tensiunii de polarizare aplicată emitorului. În schema din fig. 164, *a*, este reprezentată o structură de tip *n—p—n*, deci purtătorii de lucru vor fi electroni. Dacă se alege astfel intensitatea curentului i_{b_2}, încît într-un punct *P* căderea de tensiune provocată de acest curent să devină egală cu tensiunea de polarizare a emitorului, atunci tensiunea rezultantă în punctul *P* va fi egală cu zero. În toate punctele situate deasupra punctului *P* tensiunea produsă de curentul i_{b_2} va întrece tensiunea aplicată emitorului din exterior, deci în această regiune joncțiunea *n—p* a emitorului va fi blocată. În regiunea inferioară a punctului *P* situația este inversă, porțiunea *PP'* a joncțiunii emitorului va fi deschisă. Electronii vor putea trece din emitor spre colector numai prin regiunea inferioară a bazei ceea ce duce la scurtarea drumului curentului spre colector, deci la micșorarea rezistenței bazei. În același timp suprafața de lucru a emitorului se micșorează în mod apreciabil, ceea ce duce la micșorarea capacității joncțiunii emitorului. Capacitatea joncțiunii colectorului rămîne neschimbată, fiind egală cu capacitatea joncțiunii colectorului unui tranzistor de geometrie analogă. Micșorarea rolului acestei capacități la frecvențe ridicate este asigurată, în cazul triodei, de micșorarea rezistenței bazei, micșorare care are loc datorită faptului că partea activă a bazei se situează în imediata vecinătate a electrodului principal de ieșire al bazei B_1 (fig. 164, *b*).

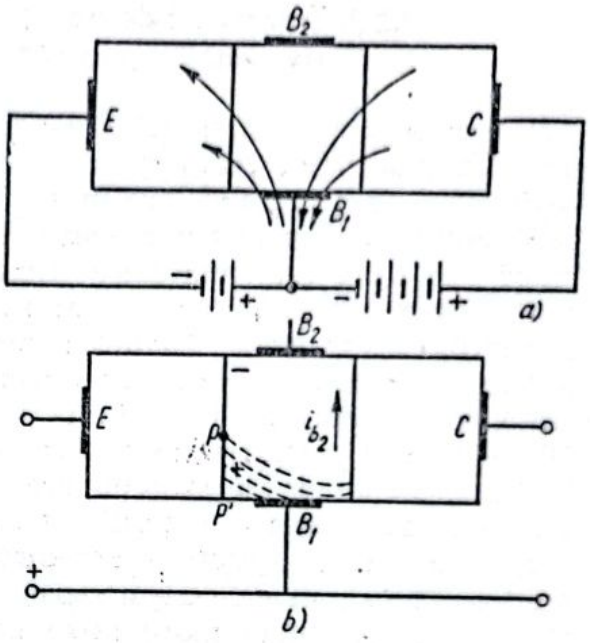


Fig. 164. — Tetroda semiconductoare.

Prin modificarea valorii curentului i_{b_2}, punctul *P* se poate deplasa în sus sau în jos pe linia joncțiunii emitorului, deci suprafața de lucru a acestei joncțiuni poate fi mărită sau micșorată. Cu toate că pe această cale se obține o micșorare apreciabilă a rezistenței bazei și a capacității emitorului, „tetrodele" semiconductoare nu pot lucra la frecvențe limite prea ridicate, performanțele lor fiind depășite de ale tranzistorilor cu cîmp intern. Totuși „tetrodele" semiconductoare găsesc aplicație într-o serie întreagă de scheme electronice speciale.

Scanned with CamScanner

7.5.2. Tranzistori de tip *p-n-i-p* Triode care lucrează în regim de ionizare prin șoc

Pentru obținerea unor valori cît mai mici ale rezistenței bazei, este necesar ca materialul bazei să aibă o rezistivitate redusă ceea ce se poate realiza printr-o impurificare puternică a bazei. Pe de altă parte eficiența emitorului este cu atît mai mare, cu cît concentrația purtătorilor majoritari din bază este mai mică decît concentrația purtătorilor majoritari din emitor. Rezultă deci că nu se poate mări prea mult concentrația impurităților în bază. Limita superioară aproximativă de impurificare a bazei pentru un tranzistor obișnuit, care are de exemplu o concentrație de impurități în emitor de 10^{18}—10^{19} cm^{-3}, este de ordinul a 10^{16}—10^{17} cm^{-3}. Pentru asemenea valori ale concentrației impurităților în bază, tensiunea de străpungere a colectorului este de ordinul a 1—2 volți iar capacitatea colectorului are o valoare ridicată.

Soluția acestei situații contradictorii (micșorarea rezistenței bazei — scăderea tensiunii de străpungere), a fost găsită prin introducerea unui strat de rezistivitate mare între bază și colector (fig. 165). Stratul de grosime $2w$, care reprezintă baza, are o concentrație mare de impurități astfel încît rezistența r_b să fie mică, iar eficiența emitorului să aibă o valoare cît mai apropiată de unitate. Electrodul care asigură contactul extern al bazei este conceput sub forma unui inel de staniu, care înconjoară întreaga joncțiune a emitorului (fig. 165).

Lățimea $2\,w_i$ a stratului de rezistivitate mare (intrinsec, fără impurități) plasat între bază și colector este cu mult mai mare decît grosimea $2w$ a bazei.

Curentul emitorului va trece pe drumul cel mai scurt către inelul bazei prin materialul de rezistivitate mică (4). Rezistența bazei pentru acest curent va fi mică. Pentru ca și curentul colectorului să ajungă la bază și să treacă prin stratul de rezistivitate redusă (4), este necesar ca pe colector să se aplice o tensiune inversă suficient de mare, astfel încît joncțiunea colectorului să cuprindă întreg domeniul (5) de rezistivitate ridicată. Tensiunea la care joncțiunea colectorului atinge granița stratului (4) de rezistivitate mică poartă denumirea de tensiune de lucru minimă Vc_{min}. Cînd pe colector se aplică Vc_{min}, întreaga regiune de rezistivitate mare reprezintă domeniul sarcinii spațiale. Capacitatea joncțiunii colectorului, determinată de lărgimea $2w_i$ a stratului de rezistivitate ridicată, va avea o valoare mică. În același timp tensiunea de străpungere a joncțiunii colectorului este suficient de ridicată deoarece concentrația impurităților în domeniul (5) este foarte redusă. Pe de altă parte rezis-

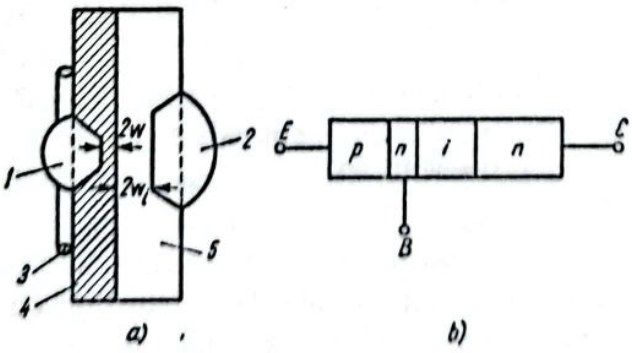


Fig. 165. Tranzistorul $p-n-i-p$.

tența r_b a bazei cît și lărgimea $2w$ a acestuia sînt reduse ceea ce face posibilă funcționarea tranzistorului $p—n—i—p$ la frecvențe înalte.

Tranzistorii care lucrează în regim de ionizare prin șoc, în regiunea joncțiunii colectorului au fost creați prin 1955 [38]. Deși nu au căpătat o răspîndire largă neieșind din stadiul de laborator, acești tranzistori prezintă totuși interes pentru schemele de comutare, schemele generatorilor de impulsuri etc. Construcția triodei care lucrează în regim de ionizare prin șoc este identică cu cea a unei triode semiconductoare obișnuite. Deosebirea între cele două triode constă în regimul de lucru, prima lucrînd în regimul de multiplicare a curentului ca urmare a ionizării prin șoc sub acțiunea unui cîmp electric deosebit de intens (tensiune mare aplicată joncțiunii colectorului).

După cum s-a arătat în paragraful 5.5 fenomenul de ionizare prin șoc constituie una din cauzele principale de străpungere a joncțiunilor $p—n$. De aici se poate trage concluzia că funcționarea triodei cu joncțiuni plane în regim de multiplicare a curentului are loc în vecinătatea regiunii de străpungere.

Rezistența specifică a materialului semiconductor din care se obține tranzistorul funcționînd în regim de multiplicare a curentului (ionizare prin șoc) nu trebuie să fie mai mică de 0,1—1 $\Omega \cdot$cm. În caz contrar se obțin joncțiuni $p—n$ extrem de înguste care nu pot asigura procesul de multiplicare a curentului ca urmare a ionizării prin șoc, tensiunea inversă ridicată aplicată colectorului ducînd la străpungerea Zener. Pentru germaniu de tip p cu o rezistivitate de ordinul a 1 $\Omega \cdot$cm se obțin triode care lucrează în regim de multiplicare avînd o tensiune maximă de lucru (V_{max}) de ordinul a 60 V.

Coeficientul de multiplicare a curentului în joncțiunea colectorului va crește odată cu tensiunea V_c atingînd o valoare practic infinită (străpungere) pentru $V_c \equiv V_{cmax}$. S-a găsit o dependență empirică a coeficientului de multiplicare M în funcție de tensiunea V_c sub forma :

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_c}{V_{c\,max}}\right)^n}. \qquad 7.5.1$$

Experimental s-a găsit $n=3$ pentru germaniu de tip p avînd $\rho \approx 0{,}1—1\ \Omega$ cm și $n \approx 5$ pentru germaniu de tip n.

În prezența fenomenului de multiplicare a curentului în joncțiunea colectorului, (total) factorul integral de curent va fi :

$$\alpha_M = \gamma \cdot B \cdot M = \alpha_0 M. \qquad 7.5.2$$

Pentru $V_c \ll V_{Cmax}$, $M \approx 1$ și $\alpha_M = \alpha_0$ adică trioda lucrează ca o triodă obișnuită la care :

$$\alpha_M = \alpha_0 < 1. \qquad 7.5.3.$$

Scanned with CamScanner

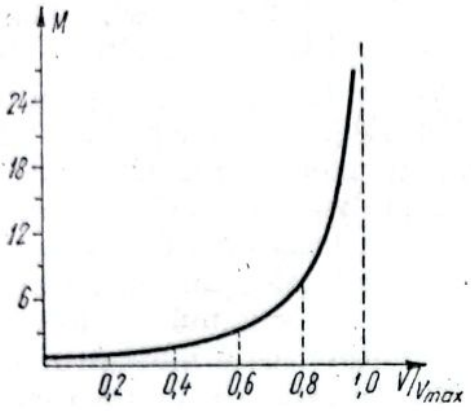


Fig. 166. — Dependența factorului de multiplicare M în funcție de tensiune.

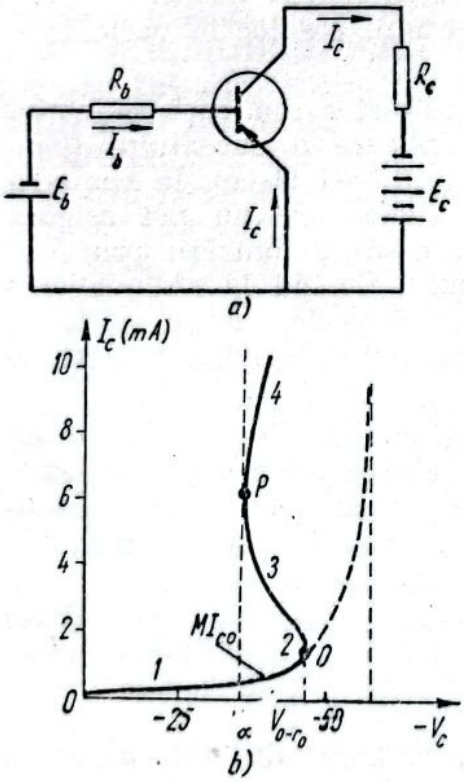


Fig. 167. — Caracteristica curent-tensiune a unei triode lucrînd în regim de multiplicare a curentului.

Pe măsură ce crește tensiunea colectorului, începe să crească lent și apoi din ce în ce mai rapid, coeficientul M de multiplicare a curentului (fig. 166). Evident, factorul α_M va crește și el, atingînd și apoi depășind valoarea $\alpha_M = 1$. Tensiunea pentru care se atinge valoarea $\alpha_M = 1$ se numește tensiune de prag și se notează cu V_α. În intervalul $V_\alpha - V_{Cmax}$ coeficientul α_M are valori mai mari decît unitatea. Pentru buna funcționare a triodei în regim de multiplicare a curentului se cere ca acest interval să fie cît mai larg.

Presupunînd $\alpha_M \equiv 1$ și înlocuind relația 7.5.1 în 7.5.2. se poate calcula $\frac{V_\alpha}{V_{c\,max}}$ și V_α:

$$V_\alpha = V_{Cmax} \sqrt[n]{1 - \alpha_0.} \qquad 7.5.4.$$

Se vede că pentru a avea un interval $V_{Cmax} - V_\alpha$ cît mai larg se cere ca n să aibă o valoare minimă iar α_0 să aibă o valoare maximă ($\alpha_0 \approx 1$).

Pentru $\alpha_M > 1$ trioda care lucrează în regim de multiplicare permite obținerea unor caracteristici conținînd o porțiune cu rezistență negativă (fig. 167). Această trăsătură face ca aceste triode să fie folosite în schemele de generare a impulsurilor, în schemele de comutare a curentului etc. Caracteristica curent-tensiune reprezentată în figura 167 este descrisă de formula 7.5.4 în care α_0 reprezintă factorul de curent măsurat în schema de conexiune BC pentru tensiuni $V_C < V_\alpha$. Pentru a obține caracteristica cu „regiune negativă" trebuie să se țină joncțiunea emitorului închisă pînă la o valoare V_0 a tensiunii de colector care să depășească valoarea V_α (fig. 167). În acest caz se poate considera că $I_e = 0$ și ca atare:

$$I_b = -I_c; \qquad I_c = MI_{c0}. \qquad 7.5.5.$$

Pe măsură ce tensiunea V_c crește în valoare absolută, crește și M (deci și I_c) pînă se atinge valoarea V_0 cînd se deschide joncțiunea emitorului. Valorile tensiunii E_b și rezistenței R_b (fig. 167, *a*), se aleg ast-

Scanned with CamScanner

fel încît joncțiunea emitorului să se deschidă pentru o tensiune V_0 mai mare decît tensiunea de prag V_α. Astfel o asemenea triodă lucrează în mod analog unui tiratron (tub electronic cu gaz folosit în schemele de comutare).

Pe porțiunea 1 a caracteristicii (fig. 167, *b*), joncțiunea emitorului fiind închisă rezultă că $\alpha_0=0$, deci curentul colectorului este dat doar de relația 7.5.5. Întrucît M crește odată cu V_c, curentul de colector crește cu tensiunea V_c. În punctul O cînd se deschide joncțiunea emitorului, curentul de colector va fi egal, în valoare absolută cu curentul I_b dat de relația :

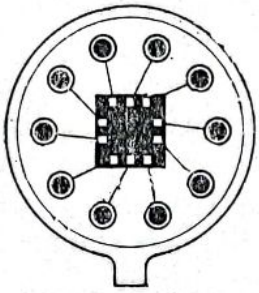
$$I_b = \frac{E_b}{R_b}. \qquad 7.5.6$$

Mai departe, neglijînd curentul termic I_{c_0} și considerînd că $I_c \approx I_e$ caracteristica este descrisă de relația 7.5.4. Diferențiind în raport cu curentul această relație, se obține formula simplificată pentru rezistența r_c :

$$r_c \approx \frac{V_{max}\left(-\frac{d\alpha_0}{dI_e}\right)}{n(1-\alpha_0)^{\frac{n-1}{n}}}. \qquad 7.5.7$$

Se vede că odată cu creșterea curentului derivata $d\alpha_0/dI_e$ și deci și r_c, se micșorează tinzînd spre zero. Dacă funcția $\alpha(I_e)$ ar fi monotonă atunci curba $V_c(I_c)$ s-ar apropia asimptotic de verticala V_α (curba punctată în fig. 167, *b*). În realitate însă pentru curenți mari coeficientul α_0 se micșorează și derivata $d\alpha_0/dI_e$ devine negativă deci r_c devine pozitivă. Rezultă că într-un punct P (fig. 167, *b*) rezistența r_c își schimbă semnul din negativă devenind pozitivă (curba plină din figura 167, *b*).

Scanned with CamScanner



III. Elemente de microelectronică

Scanned with CamScanner

CAPITOLUL

8

Principiile fizice şi metodele microelectronicii

8.1. Consideraţii generale asupra metodelor microelectronicii

Dezvoltarea tehnicii noi impune o serie întreagă de cerinţe speciale schemelor şi aparaturii electronice. În automatică şi cibernetică, în aviaţie şi tehnica rachetelor cum şi în alte ramuri ale ştiinţei şi tehnicii, sînt necesare dispozitive şi aparate electronice de greutate şi dimensiuni cît mai mici, capabile să reziste la lovituri, vibraţii şi acceleraţii şi, în acelaşi timp să aibă un coeficient economic ridicat, să se preteze uşor producţiei de masă, automatizate. Aceste cerinţe noi au dus la apariţia unei noi direcţii în tehnica electronică — microelectronica — care se dezvoltă în mod vertiginos pe mai multe ramuri.

După cel de-al doilea război mondial se putea afirma cu certitudine că dezvoltarea pe mai departe a electronicii impune cu stringenţă micşorarea gabaritului şi greutăţii aparaturii electronice, mărirea coeficientului de siguranţă în exploatare a acestor aparate. Era clar că prin folosirea în continuare a tuburilor electronice nu se putea ajunge la soluţionarea completă a acestor cerinţe.

Masa aparaturii electronice de bord pentru un avion se apropia de 1000 kg fără să se ia în considerare şi sursele de alimentare a aparaturii (construită pe baza tuburilor electronice). Mărirea numai cu 1 kg a aparaturii de bord duce la mărirea masei de zbor a unui avion modern cu 15—20 kg iar a unei rachete cosmice cu 100—1000 kg. În acelaşi timp numărul pieselor şi lipiturilor folosite în aceste scheme complexe creşte într-un mod vertiginos mai ales odată cu dezvoltarea maşinilor electronice de calcul, a automaticii, tehnicii nucleare etc. În figura 168 se dă un grafic care ilustrează modul rapid de creştere a numărului de elemente componente în aparatura electronică complexă. De exemplu, apa-

Scanned with CamScanner

ratura unui avion modern este compusă din 120—150 000 de piese componente, iar pentru maşinile electronice de calcul complexe, numărul elementelor electronice este mult mai mare.

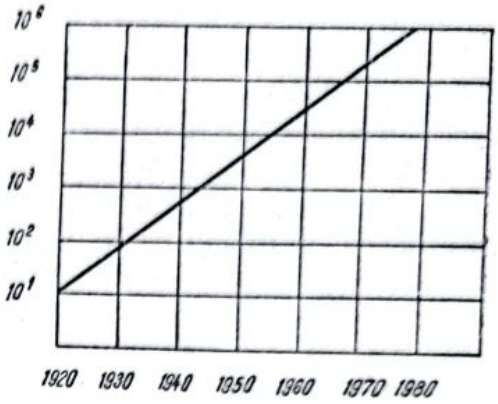


Fig. 168. — Creşterea numărului de piese în aparatura electronică.

Micşorarea dimensiunilor tuburilor electronice (tuburi subminiatură), a dimensiunilor celorlalte piese componente şi a volumului de montaj nu a dus la rezultate spectaculoase. Existenţa filamentului incandescent la tuburile electronice limitează micşorarea dimensiunilor pieselor şi volumului de montaj datorită degajării de căldură care pune în pericol existenţa întregii aparaturi. Crearea instalaţiilor speciale pentru răcirea aparaturii necesită la rîndu-i volum şi energie electrică în plus. Mai mult, siguranţa în funcţionare a aparaturii cu tuburi electronice era extrem de scăzută.

Apariţia şi folosirea dispozitivelor semiconductoare a permis micşorarea de zeci de ori a dimensiunilor aparaturii electronice şi reducerea considerabilă a energiei electrice de alimentare. În acelaşi timp a crescut foarte mult siguranţa de funcţionare a aparaturii electronice, a crescut randamentul schemelor şi aparatelor realizate pe bază de semiconductori, au apărut scheme noi specifice lucrului cu diode, triode şi alte elemente semiconductoare. Reducerea mai departe a dimensiunilor aparaturii electronice a fost împiedicată de celelalte elemente masive ale montajului : rezistenţe, condensatori, conductori de legătură etc.

Etapa miniaturizării aparaturii electronice începe odată cu folosirea elementelor miniaturale şi a schemelor imprimate care exclud aproape complet conductorii de legătură dintre piesele montajului. În comparaţie cu metodele precedente, această metodă a permis micşorarea gabaritului aparaturii electronice de 8—10 ori. La început prin folosirea schemelor imprimate, s-a urmărit mai ales introducerea metodelor de automatizare în procesul de fabricaţie a aparaturii electronice. Odată cu aceasta s-a obţinut însă o mare densitate de montaj realizîndu-se astfel implicit şi miniaturizarea aparaturii electronice respective. De exemplu, prin folosirea tehnicii schemelor imprimate s-a ajuns la densităţi de 1760 detalii într-un decimetru cub în comparaţie cu 285 detalii într-un decimetru cub pentru aparatura obţinută prin montaj manual.

Introducerea dispozitivelor semiconductoare în tehnica electronică a deschis un drum larg miniaturizării şi microminiaturizării aparaturii electronice. Miniaturizarea reprezintă o etapă preliminară în dezvoltarea microelectronicii. Graniţa care marchează limita superioară a miniaturizării şi începutul microminiaturizării nu poate fi bine precizată. Se poate considera, în mod arbitrar, că tehnica micromodulelor reprezintă etapa de tranziţie dintre miniaturizare şi microminiaturizare, aparţinînd ast-

Scanned with CamScanner

fel amîndurora. De aceea, în acest capitol, vor fi expuse, în mod sumar, principiile constructive și de funcționare ale circuitelor modulare.

Pe lîngă sarcina micșorării volumului și greutății aparaturii electronice, în fața miniaturizării și mai ales microminiaturizării mai stau și alte sarcini deosebit de importante și anume :

— ridicarea siguranței în funcționare care se poate obține în urma micșorării numărului de contacte și lipituri, asigurării robusteței maxime a montajului și folosirea cît mai intensă a metodelor automatizate de fabricație și de montaj a dispozitivelor electronice ;

— micșorarea prețului de cost care se poate asigura pe baza procesului de automatizare a producției ;

— micșorarea timpului de prelucrare a informației în instalațiile cibernetice și de automatizare.

Toate aceste sarcini principale impun la rîndul lor numeroase cerințe auxiliare atît dispozitivelor electronice cît și diferitelor etape de fabricare a acestora și de montaj a aparaturii electronice. Astfel, de exemplu, siguranța în funcționare este condiționată de folosirea materialelor adecvate pentru fabricarea dispozitivelor, procedee tehnologice bine puse la punct, asigurarea eliminării căldurii disipate de elementele unui montaj deosebit de compact etc. Această ultimă condiție pune probleme deosebit de grele în realizarea aparaturii electronice microminiaturizate. Volumul de lucru redus, cum și lipsa unei aerisiri naturale impun necesitatea ca, oricum, respectivul montaj să lucreze la temperaturi ridicate (80—150°C). Este evident că, în acest caz, atît pentru elementele active cît și pentru elementele pasive este necesar să se folosească materiale stabile la temperaturi ridicate. Din acest punct de vedere mari perspective au combinațiile semiconductoare binare, ternare etc. Astfel, dispozitivele realizate pe bază de sulfură de cadmiu (CdS) sînt capabile să funcționeze în bune condițiuni pînă la temperaturi de 350—400°C, cele pe bază de InAs sau InP pînă la 500—750°C etc. Pentru elementele pasive și plachete de montaj pot fi folosite ceramicele de calitate, mica etc. Astfel, s-au construit condensatori stratificați cu mică capabili să lucreze corect la temperaturi de 600°C [43]. Se folosesc, de asemenea, o serie de materiale plastice stabile la temperaturi ridicate, la radiații nucleare etc.

Întrucît în majoritatea cazurilor, aparatura electronică miniaturizată trebuie să funcționeze la temperaturi mai mari decît cele la care lucrează aparatura electronică obișnuită, se impun — pe lîngă folosirea materialelor termostabile — și procedee mai sigure de realizarea legăturilor între piese și blocuri. Este clar că lipiturile cu cositor nu sînt capabile să reziste la temperaturi ridicate și la solicitări mecanice deosebite. Rezultate foarte bune, în realizarea aparaturii miniaturizate, a dat așa-numita tehnică de montaj cu ajutorul sudurii electrice prin puncte. Această metodă folosită intens în realizarea diferitelor tipuri de micromodule permite introducerea pe scară largă a automatizării proceselor de fabricație și montaj. În același timp sudura prin puncte asigură o înaltă stabilitate termică și mecanică a întregului montaj.

Scanned with CamScanner

Microelectronica se dezvoltă pe mai multe direcţii principale. O clasificare a metodelor şi claselor microelectronicii nu poate fi decît convenţională, astfel încît există mai multe clasificări a metodelor microelectronicii, făcute după criterii variate. Majoritatea specialiştilor s-au oprit, în linii mari, asupra următoarelor direcţii de dezvoltare a microelectronicii [43], [44], [45] :

I. Tehnica micromodulelor

II. Sistemul circuitelor integrate ⟨ Circuite cu straturi subţiri / Scheme solide

III. Dispozitive funcţionale.

IV. Biomicroelectronica şi electronica moleculară.

Nici una din aceste direcţii nu poate fi considerată ideală, fiecare prezentînd avantaje şi dezavantaje. O metodă se dovedeşte aplicabilă pentru construcţia unei anumite categorii şi alta pentru alte categorii de dispozitive şi aparate electronice. Evident trebuie să se ţină seama şi de condiţiile în care vor trebui să lucreze respectivele dispozitive şi montaje. Astfel, pentru funcţionarea în condiţii în care acţionează radiaţii nucleare sau cosmice, sînt indicate circuitele cu straturi subţiri, în condiţiile unor temperaturi ridicate se folosesc micromodule montate prin sudură în puncte, sau dispozitive funcţionale adecvate etc.

Tehnica micromodulelor se bazează pe folosirea elementelor discrete ca diode, tranzistori, rezistenţe, capacităţi etc. de dimensiuni miniaturale, care sînt montate pe plachete izolate (ceramică) de dimensiuni standard. Un micromodul ia naştere prin unirea mai multor plachete între ele cu ajutorul unor montanţi. Miniaturizarea extremă a componentelor discrete a condus însă la serioase greutăţi legate de manipularea, sortarea şi asamblarea pieselor. Numărul imens de piese şi legături (lipituri, suduri) folosite în aparatura modernă a făcut ca siguranţa în funcţionare a acestor aparate să scadă. Redondanţa sau duplicarea legăturilor şi pieselor complică şi mai mult problema numărului de piese astfel încît aceasta nu poate constitui o soluţie finală.

Problema reducerii numărului de piese şi al interconexiunilor este rezolvată prin folosirea sistemului de circuite integrate. În acest caz piesele sînt integrate într-un singur circuit care poate fi considerat ca un bloc monolit. Numărul legăturilor dintre aceste blocuri integrate este mult mai mic decît în cazul altor tehnici şi poate fi asigurat, în majoritatea cazurilor, prin folosirea soclurilor şi a altor categorii de interconexiuni. Numărul „pieselor" de manipulat, sortat, verificat, transportat etc. se reduce în acest caz la numărul blocurilor integrate.

Concepţia circuitelor integrate a fost elaborată pe baza a două tehnologii principale :

Circuite cu straturi subţiri sau *circuite bidimensionale* la care piesele componente se obţin sub forma unor straturi subţiri pe un suport izolator. Legătura între piese se realizează în procent de 90—95% chiar în procesul de obţinere a pieselor — sub formă de straturi subţiri.

Scanned with CamScanner

Scheme solide sau *circuite tridimensionale*. Obținerea acestor circuite se realizează prin folosirea unui singur monocristal în interiorul căruia se creează diferite dispozitive active (joncțiuni *p—n* sau *p—n—p*) și pasive (rezistențe, capacități). În acest fel blocul semiconductor devine un circuit întreg sau o parte a unui circuit.

Dispozitive funcționale. În cazul dispozitivelor funcționale se utilizează posibilitatea realizării funcțiunilor de circuit electronic, folosind fenomenele fizice care au loc în corpul solid, direct, fără a se recurge la concepțiile clasice de utilizare a elementelor de circuit. Prin aceasta, numărul de piese componente se reduce la minim, ceea ce mărește mult siguranța în funcționare și elimină neajunsurile întîlnite în cazul montajelor alcătuite pe baza unui număr foarte mare de elemente electronice. Modul în care scade numărul de piese și de conexiuni (lipituri) pe măsură ce se trece de la electronica cu tuburi la electronica moleculară este ilustrat în tabelul 4 [43].

În multe cazuri circuitele microelectronice se realizează prin îmbinarea avantajelor mai multor tehnologii. De exemplu, circuitele solide

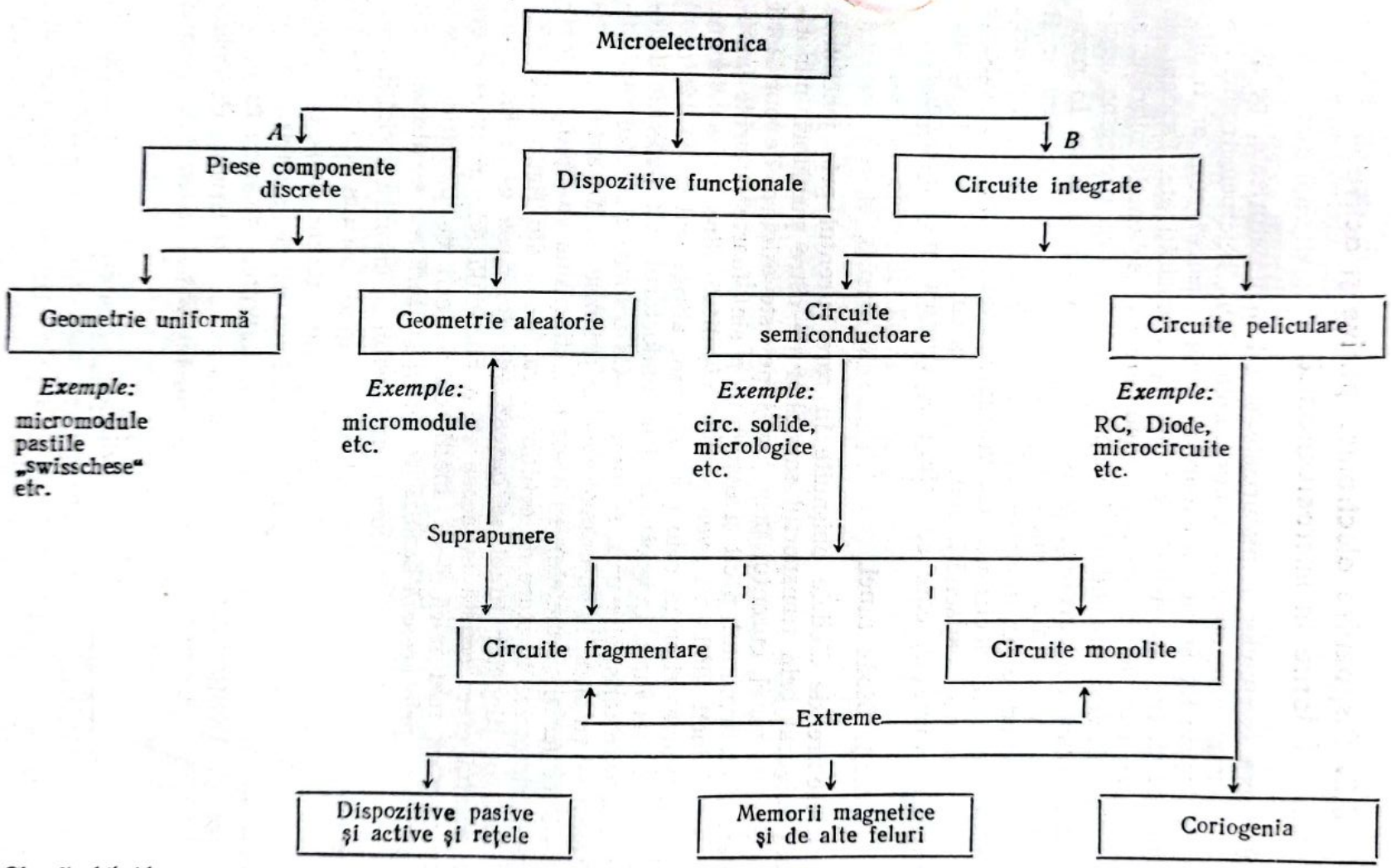
Tabelul 4

Denumirea	Volum cm^3	Masă g	Puterea disipată watt	Nr. elementelor	Nr. legăturilor (lipiturilor)
Bloc cu tuburi electronice	65,5	26	5	16	18
Micromodul	16,4	7	0,75	14	15
Bloc molecular (Dispozitiv funcțional)	0,02	0,02	0,06	1	2

folosesc pentru realizarea rezistențelor și capacităților tehnica straturilor subțiri, în circuitele cu straturi subțiri se folosesc diode și tranzistori „clasici" cu joncțiuni montați ulterior în schemă etc. Astfel apar microcircuitele hibride sau sistemele hibride larg utilizate în prezent în microelectronică [44], [45]. În figura 169 se dă o schemă rezumativă a principalelor direcții după care se dezvoltă microelectronica.

În capitolele următoare vor fi analizate principalele direcții ale dezvoltării microelectronicii, problemele miniaturizării fiind atinse numai în treacăt în paragraful 8.3 (circuite modulare). Datorită faptului că majoritatea metodelor microminiaturizării apelează la tehnica straturilor subțiri metalice, semiconductoare, dielectrice, magnetice etc. se va insista în mod deosebit asupra metodelor de obținere a straturilor subțiri și asupra proprietăților lor fizice și structurale (v. capitolul 9). În capitolele 10 și 11 vor fi tratate pe larg principiile fizice și constructive ale circuitelor integrate tridimensionale, cum și noile direcții în microelectronică (dispozitive funcționale, molelectronica, bionica microelectronică etc.).

Scanned with CamScanner



Circuite hibride:
combinații ale claselor A și B precum și combinații în cadrul clasei B

Fig. 169. — Domeniul microelectronicii

Scanned with CamScanner

8.2. Dispozitive electronice pasive și active folosite în microelectronică

În realizarea circuitelor miniaturizate și microminiaturizate, pe lîngă elementele electronice speciale proprii domeniului microelectronicii, se folosesc și dispozitive semiconductoare așa-zise „clasice" cum ar fi diferite tipuri de diode, tranzistori, rezistențe și capacități etc. Evident, în aceste scheme, cum ar fi circuitele modulare sau schemele hibride, se folosesc dispozitive semiconductoare speciale, fără corp protector, obținute prin tehnologii adecvate și pasivate în mod corespunzător. În paragraful de față vor fi tratate unele dispozitive active speciale cum ar fi diodele tunel, diodele parametrice, cum și tranzistorii canal (unipolari).

Anumite elemente electronice pasive miniaturizate cum ar fi diferite tipuri de rezistențe, capacități, inductanțe, circuite *RC* vor fi expuse în paragraful următor, care se referă la tehnica micromodulelor.

8.2.1. Diode tunel.

Spre deosebire de diodele obișnuite în care curentul prin joncțiunea *p—n* era asigurat prin transportul sarcinilor de către purtătorii minoritari, în diodele tunel, curentul prin joncțiune este asigurat de purtătorii majoritari. Atît domeniul *p* cît și domeniul *n* sînt foarte puternic impurificate, astfel încît dioda va avea o conductibilitate directă foarte mare. Concentrația purtătorilor în cele două regiuni atinge valori de 10^{19} cm^{-3} și chiar valori mai mari. În acest caz semiconductorul este puternic degenerat, avînd caracteristicile unui semimetal. Ca urmare a acestui fapt, nivelul Fermi se va situa în interiorul zonelor permise, la distanța de ordinul a 2—3 kT (ca și în metale). În acest caz, diagrama energetică a joncțiunii *p—n* simetrice în stare de echilibru, va fi cea din figura 170.

Funcționarea diodelor tunel se bazează pe folosirea efectului tunel. Esența acestui efect constă în aceea că o particulă (electron) care are energie cinetică mai mică decît înălțimea barierii de potențial, poate totuși pătrunde prin această barieră de potențial fără a o escalada. Acest lucru este posibil în anumite condiții, electronul străpungînd bariera de potențial fără pierdere de energie, dacă în ambele părți ale barierei nivelele energetice sînt aceleași. Probabilitatea efectului tunel este cu atît mai mare cu cît bariera de potențial este mai îngustă și cu cît înălțimea ei este mai mică.

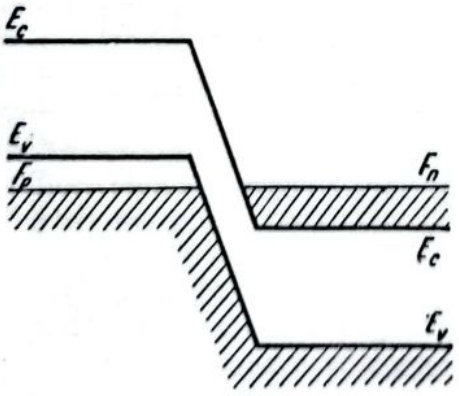


Fig. 170. — Structura energetică a unei diode tunel.

La diodele cu joncțiune *p-n* largă, la care intensitatea cîmpului electric pe joncțiune este mică, probabilitatea efectului tunel este neînsemnată. În semiconductorii

Scanned with CamScanner

puternic dopaţi, diferenţa potenţialelor de contact (înălţimea barierei) este apropiată de valoarea lărgimii zonei interzise. Sarcinile spaţiale sînt concentrate în regiuni extrem de înguste ca urmare a concentraţiilor mari de nivele acceptoare şi donoare. În acest caz, intensitatea cîmpului electric în joncţiune va fi mare, chiar şi în absenţa cîmpului electric extern (fig. 172, *a*). Acest cîmp puternic face posibilă trecerea electronilor prin joncţiune pe baza efectului tunel, nu numai în absenţa unei tensiuni externe inverse, ci chiar şi la tensiuni externe directe extrem de mici (0,1—0,3 V).

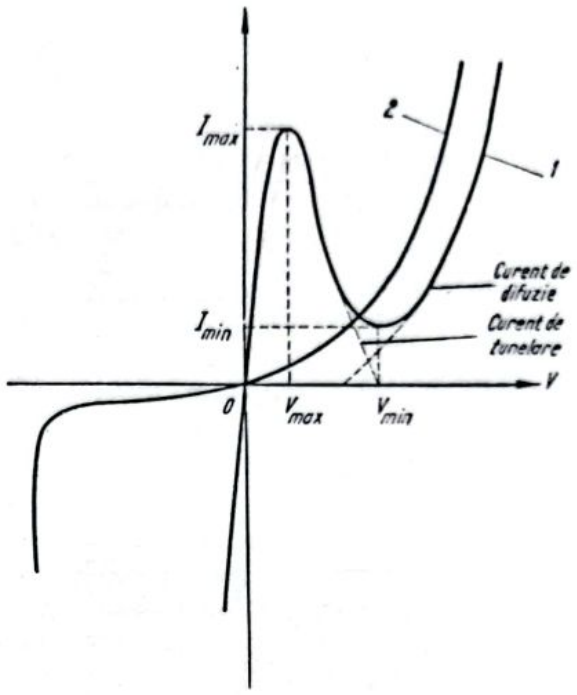


Fig. 171. — Caracteristica curent-tensiune a unei diode tunel (curba 1). Spre comparare se dă şi caracteristicile unei diode obişnuite (curba 2).

Pentru diodele obişnuite de germaniu la care intensitatea cîmpului în joncţiune este de $\approx 10^4$V/cm, probabilitatea ca într-o secundă să tuneleze un electron, este extrem de mică ($\sim 10^{-100}$). Dacă joncţiunea este foarte subţire, astfel incit intensitatea cîmpului să fie de ordinul a 10^5 V/cm, efectul tunel va creşte astfel încît viteza de tunelare devine de ordinul a 1—2 electroni pe secundă. Pentru cîmpuri de 10^6 V/cm, într-o secundă tunelează deja aproximativ 10^{12} electroni.

Presupunînd că joncţiunea p—n are o grosime de $\sim$100 Å (10^{-6} cm) şi semiconductorul este astfel ales şi impurificat încît diferenţa potenţialelor de contact să fie cam de 0,6—0,7 V, se obţine un cîmp în joncţiune de ordinul a (6—7).10^5 V/cm. Rezultă deci că posibilitatea tunelării electronilor prin această joncţiune este apreciabilă chiar pentru tensiuni externe reduse.

În figura 171 sînt reprezentate — spre comparare — caracteristicile curent-tensiune a unei diode tunel şi caracteristica unei diode obişnuite [21]. După cum se vede din figură, caracteristica curent-tensiune a diodei tunel prezintă o porţiune în care curentul atinge un minim, aşa-numita porţiune a rezistenţei negative (curentul scade odată cu ridicarea tensiunii). Explicaţia unei astfel de comportări a curentului prin diodele tunel se poate da analizînd diagramele energetice ale joncţiunii p—n în prezenţa cîmpului electric aplicat din exterior.

Dacă se consideră gradul de degenerare a regiunii p egal cu gradul de degenerare a regiunii n, atunci nivelele Fermi vor fi situate la distanţe egale de marginile zonelor permise respective (aflîndu-se în interiorul acestor zone). Schema energetică a joncţiunii p—n va fi repre-

Scanned with CamScanner

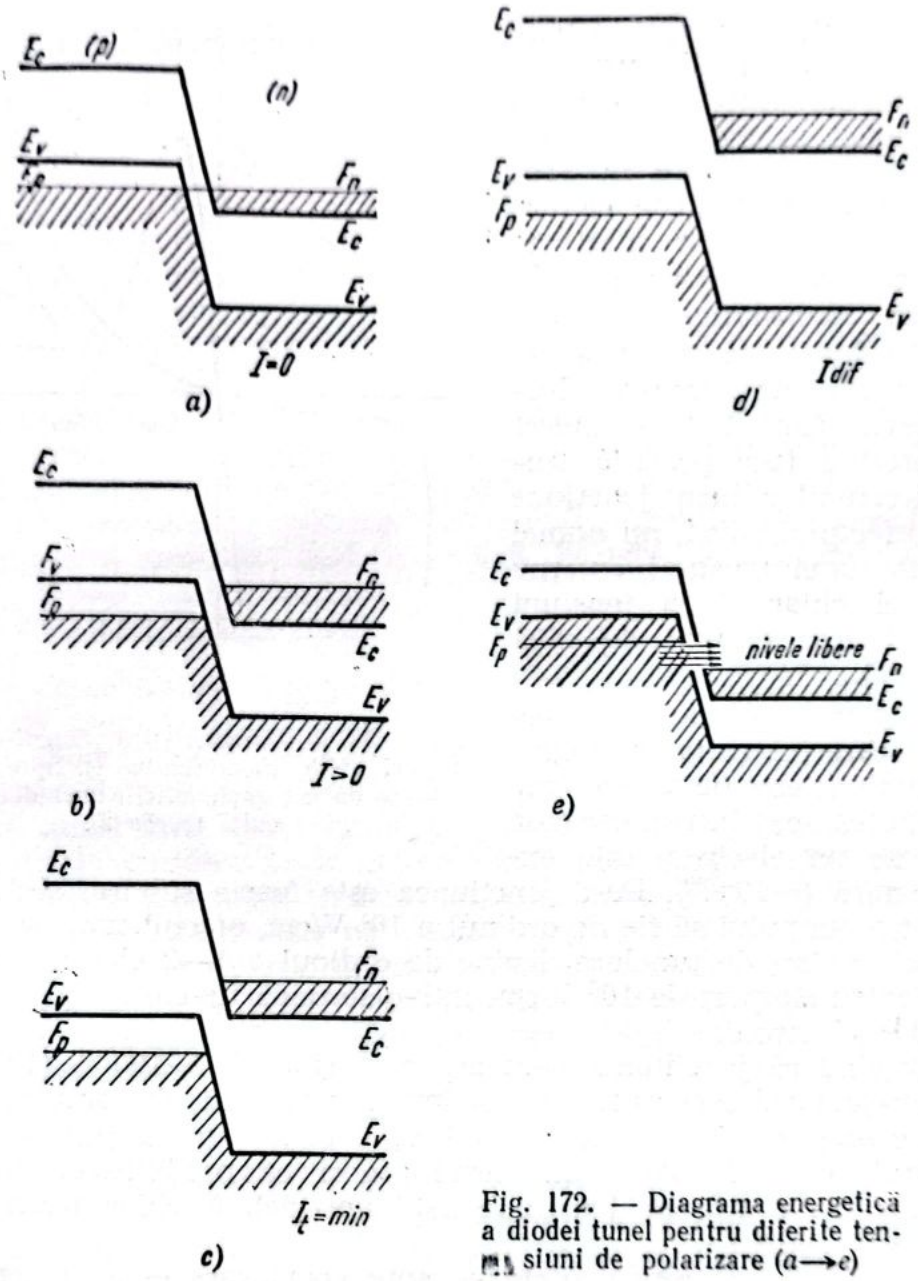


Fig. 172. — Diagrama energetică a diodei tunel pentru diferite tensiuni de polarizare ($a \rightarrow e$)

zentată în acest caz prin figura 172, *a* (v. fig. 170). Din exterior nu s-a aplicat încă nici un cîmp electric. Se observă că întrucît nivelul Fermi se află în interiorul zonelor permise (de valenţă şi respectiv de conducţie), marginea inferioară a zonei de conducţie din domeniul *n* se va afla situată mai jos decît marginea superioară a zonei de valenţă a domeniului *p*.

În figura 173, *a* se arată distribuţia densităţilor de stări cuantice ocupate de electroni (în zona de conducţie) şi neocupate (în zona de valenţă). Dacă se presupune că nivelele Fermi sînt egal distanţate de marginile zonelor permise respective (de exemplu la distanţa de $\approx 3\ kT$), atunci maximele densităţilor stărilor cuantice libere (în zona de valenţă)

Scanned with CamScanner

şi ocupate (în zona de conducţie) se vor afla tot egal distanţate (de exemplu cu cîte 2 kT) de marginile respectivelor zone. Aceste maxime în absenţa cîmpului electric extern vor fi decalate între ele (fig. 173, *a*).

Pentru ca electronii să poată tunela prin joncţiune este necesar ca faţă în faţă cu starea energetică ocupată de electron înainte într-o parte a joncţiunii, de cealaltă parte a ei să se afle o stare energetică liberă (în care să vină electronul). În cazul absenţei cîmpului electric extern, condiţiile de tunelare dintr-o parte a joncţiunii coincid cu condiţiile de tunelare din partea contrară. Ca atare din stînga vor trece electronii din zona de valenţă pe nivelele libere din zona de conducţie, iar din dreapta electronii din zona de conducţie trec în număr egal pe nivelele libere din zona de valenţă. Curentul rezultant prin joncţiune va fi deci egal cu zero (fig. 172, *a*). Acest curent de echilibru (în absenţa tensiunii exterioare) corespunde punctului 1 din figura 174.

Se aplică apoi o mică tensiune exterioară asupra joncţiunii p—n astfel încît pe semiconductorul de tip n să fie polaritate negativă (sens direct de conectare). Graniţele zonelor se vor apropia (nivelele Fermi se distanţează cu mărimea eV_{ext}). Se vor apropia între ele şi punctele care corespund maximelor stărilor ocupate în zona de conducţie şi stărilor goale în zona de valenţă. Probabilitatea tunelării electronilor din domeniul n în domeniul p va creşte pe cînd probabilitatea tunelării electronilor în sens invers va scade, întrucît densitatea stărilor ocupate în domeniul p, energia cărora să depăşească energia $E = E_c$, va scade (fig. 172, *b*). În acest caz prin joncţiune va trece un curent (rezultat al celor doi curenţi contrari neegali), a cărui valoare va creşte odată cu tensiunea aplicată, pînă cînd punctele P şi Q care reprezintă maximele stărilor cuantice (ocupate şi neocupate) ajung la aceeaşi înălţime (fig. 173, *c*). În acest caz probabilitatea trecerii electronilor din domeniul n în domeniul p va fi maximă, iar curentul prin joncţiune va avea valoarea maximă (punctul 2 din figura 174). Dacă se consideră că punctele de maxim P şi Q se află la aproximativ $2kT$ de

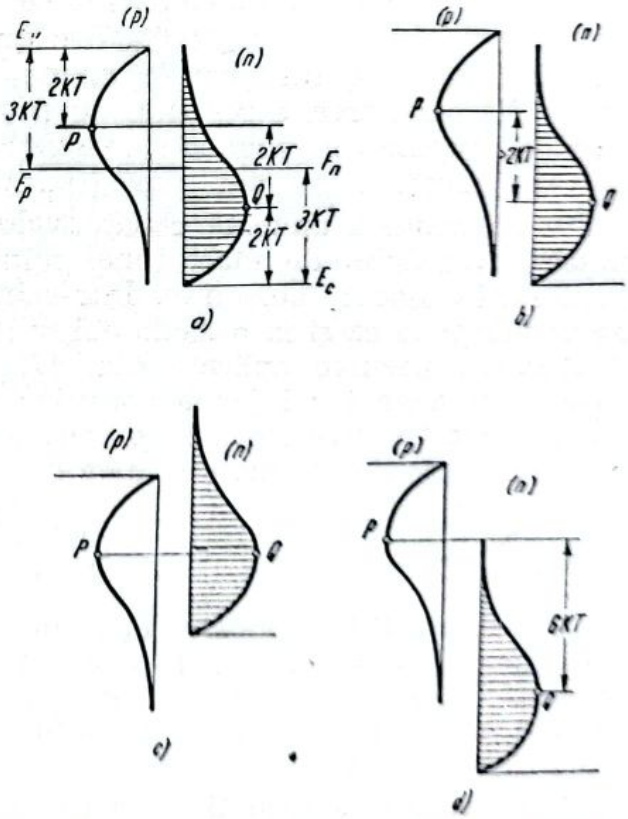


Fig. 173. — Distribuţia densităţii stărilor cuantice din zonele energetice ale unei diode tunel pentru diferite tensiuni de polarizare ($a \rightarrow d$).

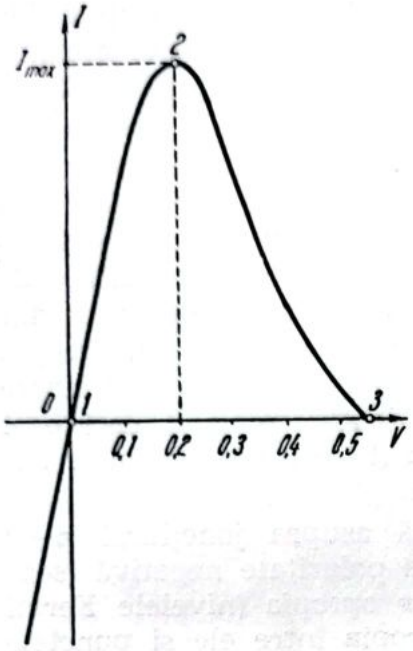


Fig. 174. — Dependența curentului de tunelare de tensiunea aplicată.

marginile zonelor atunci marginile zonelor vor fi distanțate între ele cu $\sim 4\,kT$ ceea ce face ca maximul curentului direct să fie atins pentru o tensiune externă pozitivă de aproximativ 50 mV. Într-adevăr, tensiunea externă care a provocat apropierea granițelor zonelor (E_v din domeniul p și E_c din domeniul n) micșorînd distanța între ele cu $2\,kT$, va fi dată de valoarea $2\,kT/e$ volți care la temperatura camerei este aproximativ de 50 mV.

Prin ridicarea în continuare a valorii tensiunii externe ocupate, granițele zonelor (E_v în domeniul p și E_c în domeniul n) se vor apropia și mai mult, ceea ce duce la denivelarea în sens invers a punctelor P și Q. Curentul prin joncțiune va începe să scadă deoarece în fața stărilor ocupate de electroni (din domeniul n) stau din ce în ce mai puține stări neocupate (în domeniul p). Cînd tensiunea pozitivă aplicată capătă valoarea $6\,kT/e$, granițele zonelor vor fi la aceeași înălțime, iar curentul prin joncțiune se anulează (punctul 3 din figura 174). Anularea curentului se produce datorită faptului că în fața stărilor ocupate din zona de conducție, se află nivelele zonei interzise pe care electronii nu pot trece (fig. 172, c).

Dacă tensiunea aplicată capătă valori mai mari decît cele corespunzătoare curentului de efect tunel minim, încep să aibă loc fenomenele întîlnite la diodele obișnuite. Într-adevăr, marginile zonelor considerate se vor dispune ca și la o diodă obișnuită odată cu ridicarea în continuare a tensiunii pozitive aplicate (fig. 172, d). Sub acțiunea tensiunii exterioare, va avea loc injecția golurilor din domeniul p în domeniul n și injecția electronilor din n în p. Apare astfel un curent de difuzie a purtătorilor a cărui expresie este dată de relația 5.4.38 :

$$J = J_s \left(e^{\frac{eV}{KT}} - 1 \right).$$

Din figura 171 se observă clar cum partea a doua a caracteristicii diodei tunel este aceeași ca la o diodă obișnuită (asemănarea perfectă în această regiune a celor două curbe 1 și 2). Astfel apare caracteristica diodei tunel ca rezultat al curentului de efect tunel (I_t) și curentului de difuzie (I_{dif}).

Cînd asupra joncțiunii p—n se aplică o tensiune negativă (plus pe domeniul n), rezultă schema energetică din figura 172, e. Nivelele Fermi se vor deplasa în sens invers, iar punctele de maxim P și Q se vor deplasa de asemenea în așa fel încît crește puternic probabilitatea trecerii

Scanned with CamScanner

electronilor din domeniul p în domeniul n (fig. 172, e, notat cu săgeți). La început nivelelor ocupate din zona de valență nu le vor corespunde nivelelor libere în zona de conducție, deci curentul în sens invers va fi practic nul. Cînd tensiunea inversă capătă o asemenea valoare încît punctul P să se afle în dreptul marginii curbei distribuției stărilor ocupate în zona de conducție (fig. 173, *d*) — sau în cazul exemplului considerat — distanțat de punctul Q cu $6\,kT$, curentul invers va fi foarte mare chiar pentru tensiuni inverse mici $\left(\text{(de ordinul a } \frac{6kT}{e}\right)$. În acest caz în fața stărilor ocupate din zona de valență se află foarte multe stări libere în zona de conducție din domeniul *n* (fig. 172, e). Rezistența diodei în sens invers de conectare va fi mai mică decît rezistența în sens direct.

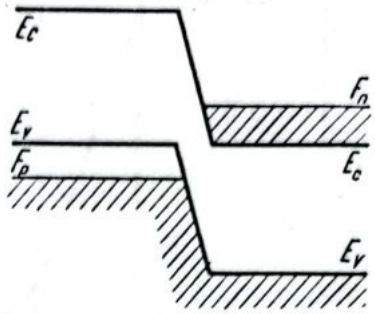


Fig. 175. — Schema energetică a diodei inversate.

Dacă materialele celor două regiuni (*p* și *n*) sînt astfel dopate cu centre de impurități încît granițele zonelor în absența cîmpului electric să fie la aceeași înălțime, se obține așa-numita *diodă inversată*, sau diodă de tip background (fig. 175). Denumirea de diodă inversată este justificată prin aspectul caracteristicii acestei diode, care reprezintă inversul caracteristicii unei diode redresoare obișnuite (fig. 176). La o astfel de diodă, pentru sensul de conectare directă a tensiunii externe, nu există efect tunel (fig. 175 și fig. 176). În același timp pentru sensul invers de conectare, aspectul caracteristicii va fi determinat de efectul tunel. Dioda va permite redresarea curentului pentru sensul invers de conectare, de unde vine și denumirea de diodă inversată.

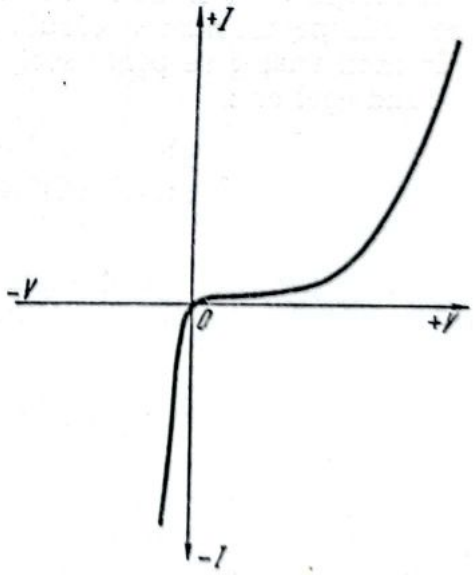


Fig. 176. — Caracteristica curent-tensiune a diodei inversate.

Pentru a găsi expresia curentului prin dioda tunel se ia în considerare probabilitatea w de tunelare a electronului dintr-un domeniu în altul, în unitatea de timp. Această probabilitate este determinată prin expresia [47] :

$$w = \frac{a \cdot e \cdot E}{h} \cdot e^{-\frac{4}{3}\sqrt{\frac{2m_n}{e \cdot hE}}\,(\Delta E)^{3/2}}. \qquad 8.2.2$$

Expresia este obținută pentru barierile de potențial de formă aproximativ triunghiulară (fig. 177), unde ΔE reprezintă înălțimea barierei iar a — constanta rețelei cristaline (cubice).

Scanned with CamScanner

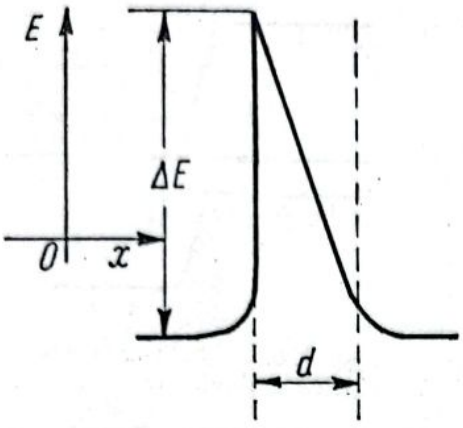


Fig. 177. — Forma simplificată a barierei de potențial a joncțiunii p—n a diodei tunel.

Curentul tunel din zona de conducție a domeniului n în zona de valență a domeniului p, pentru un interval energetic infinit de mic $(E, E+dE)$, în limitele domeniului în care se suprapun nivelele energetice ale ambelor domenii va fi determinat de numărul dn al electronilor din zona de conducție înmulțit cu numărul dp de stări neocupate în zona de valență și cu probabilitatea w a trecerii prin efect tunel. După cum s-a arătat în partea I, dn și dp sînt date de expresiile :

$$dn = N_c^{(n)}(E) \cdot f_c^{(n)}(E) \cdot dE \qquad 8.2.3$$

$$dp = [1 - f_v^{(p)}(E)]\, N_v^{(p)}(E) \cdot dE \qquad 8.2.4$$

unde

$f_c(E)$ și $f_v(E)$ sînt funcțiile de distribuție a electronilor și golurilor (în domeniul respectiv) ;

$N(E)$ — densitatea stărilor cuantice.

Atunci curentul tunel I_{t_1}, care trece prin joncțiune din dreapta spre stînga va fi :

$$I_{t_1} = S \int_{E_c^{(n)}}^{E_v^{(p)}} w \cdot f_c^{(n)}(E) \cdot N_c^{(n)}(E)\,[1 - f_v^{(p)}(E)]\, N_v^{(p)}(E) \cdot dE \qquad 8.2.5$$

unde S reprezintă suprafața joncțiunii.

În relația 8.2.5 limitele de integrare corespund marginilor intervalului energetic pe întinderea căruia se suprapun zonele în domeniile p și n.

În mod analog se poate scrie și curentul I_{t_2}, care curge în sens invers, ca fiind egal cu :

$$I_{t_2} = S \int_{E_c^{(n)}}^{E_v^{(p)}} w \cdot f_v^{(p)}(E) \cdot N_v^{(p)}(E)\,[1 - f_c^{(n)}(E)]\, N_c^{(n)}(E) \cdot dE. \qquad 8.2.6$$

Atunci curentul tunel rezultant va fi dat de diferența $I_{t_2} - I_{t_1}$ adică se exprimă prin relația [48] :

$$I = S \int_{E_c^{(n)}}^{E_v^{(p)}} w\,[f_c^{(n)} - f_v^{(p)}]\, N_c^{(n)}(E) \cdot N_v^{(p)}(E) \cdot dE. \qquad 8.2.7$$

Funcțiile $f_c^{(n)}$ și $f_v^{(p)}$ sînt funcțiile de distribuție Fermi-Dirac, iar $N_c^{(n)}(E)$ și $N_v^{(p)}(E)$ — densitățile stărilor cuantice în zonele energetice și domeniile (n sau p) indicate prin notațiile respective.

Principalii parametri caracteristici ai unei diode tunel sînt valorile maximă și minimă a curentului (I_{max}, I_{min}), valorile V_{max} și V_{min} ale

Scanned with CamScanner

tensiunilor corespunzătoare, raportul I_{max}/I_{min}, rezistenţa negativă R_- precum şi valoarea capacităţii proprii ($C_{joncţiune}$).

Pentru lucrul diodelor tunel în anumite scheme speciale este necesar să se cunoască valoarea tensiunii de vîrf (V_v) corespunzătoare punctului simetric valorii maxime a curentului (fig. 178). Acest punct se află în regiunea crescătoare a caracteristicii în regiunea componentei de difuzie a curentului.

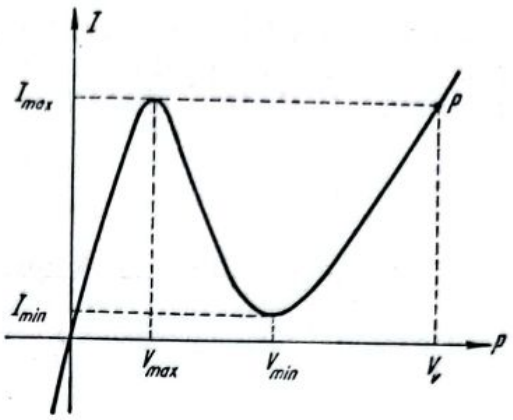


Fig. 178. — Caracteristica curent-tensiune a diodei tunel.

Rezistenţa negativă R_-, care reprezintă unul dintre parametrii cei mai importanţi ai diodei tunel, se defineşte ca fiind egală cu panta porţiunii coborîtoare a caracteristicii diodei, adică :

$$R_- = \frac{\Delta V}{\Delta i} = \operatorname{ctg} \alpha. \qquad 8.2.8$$

Schema echivalentă a unei diode tunel este reprezentată în figura 179. Această schemă cuprinde : capacitatea C_j a joncţiunii, rezistenţa R_j a joncţiunii (a cărei valoare e mică, deci are un rol de rezistenţă shunt), rezistenţa serie R_s şi inductanţa L a electrozilor de ieşire. Ţinînd seama că R_j (care este una şi aceeaşi cu rezistenţa negativă a diodei) este în general foarte mică (~5—20 Ω) rezistenţa R_s a electrozilor de ieşire nu poate fi neglijată. Inductanţa L a electrozilor de asemenea trebuie luată în considerare atunci cînd se lucrează la frecvenţe ridicate. Chiar şi o valoare de $L=0{,}01$ μH pentru o capacitate $C_j=50$ pF corespunde la o frecvenţă de ~ 200 MHz — frecvenţă care se află în domeniul de lucru al diodelor tunel. Micşorarea capacităţii C_j este o problemă foarte dificilă, deoarece construcţia diodelor tunel presupune o lărgime foarte mică a joncţiunii. Ori la o lărgime de 100 Å a unei joncţiuni capacitatea specifică a ei va fi de ordinul a 3—5 pF/cm². Pentru o suprafaţă S a joncţiunii de aproximativ 10^{-5} cm² rezultă o capacitate $C_j \approx 50$ pF. Micşorarea pe mai departe a capacităţii C_j presupune micşorarea suprafeţei joncţiunii, ceea ce duce la micşorarea curentului I_{max} (şi deci şi a raportului I_{max}/I_{min} — — parametru foarte important pentru o diodă tunel).

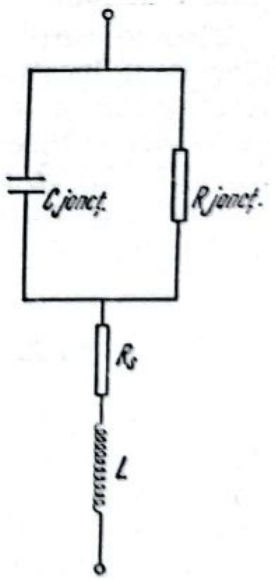


Fig. 179. — Schema echivalentă a diodei tunel.

Inductanţa maximă a electrozilor diodei se poate determina din condiţia de rezonanţă pentru frecvenţa critică f_{cr}:

$$L = |R_-| C_j \cdot R_s. \qquad 8.2.9$$

Scanned with CamScanner

Se arată că frecvența critică f_{cr} este determinată de constanta de timp a diodei, constantă dată de produsul $|R_-| \cdot C_j$. Frecvența critică depinde de constanta de timp după o lege de forma :

$$f_{cr} \approx \frac{1}{|R_-| \cdot C_j}. \qquad 8.2.10$$

Frecvența maximă de generare a unei diode se exprimă prin relația :

$$f_{max} = \frac{1}{4\pi \cdot C_j (R_s + R_1)} \qquad 8.2.11$$

unde R_1 reprezintă valoarea rezistenței active a circuitului în care s-a inclus dioda tunel.

Întrucît o diodă tunel este construită din materiale semiconductoare puternic dopate (semiconductori degenerați) rezultă o valoare redusă a mobilităților purtătorilor în materialele respective. De aceea este indicat să se construiască diode tunel din materiale cu valori ridicate a mobilității purtătorilor. În acest sens diodele tunel pe bază de GaAs sînt mai bune decît cele construite pe bază de siliciu și germaniu. Cele din InSb $\left(\mu_n \approx 7{,}810 \frac{4\ \text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}\right)$ pot avea caracteristici și mai bune, totuși din cauza lărgimii mici a zonei interzise a InSb, diodele tunel respective nu pot fi întrebuințate nici pentru temperatura camerei.

Diodele tunel au multiple aplicații practic ele putînd îndeplini toate funcțiile pe care le poate avea un element activ în schemele electronice. Ele posedă o înaltă viteză de comutare și lucrează în regim de putere disipată minimă.

Diodele care lucrează la frecvențe, de mii de MHz trebuie să aibă diametrul joncțiunii nu mai mare decît 15—35 μm. Valoarea inductanței electrozilor nu trebuie să depășească 10^{-10}—10^{-9} H. Valoarea rezistenței serie R_s depinde de diametrul joncțiunii. Pentru $d = 75$ μm rezultă $R_s = 0{,}1 \div 0{,}2\ \Omega$. Raportul I_{max}/I_{min} este de ordinul a 12—14. Pentru diode tunel din GaAs se obține $I_{max}/I_{min} = 40$ și un coeficient de zgomot redus (~2,5 db).

8.2.2. Diode parametrice

În capitolul 5 s-a arătat că o joncțiune p—n prezintă o capacitate $C_{tot} = C_{dif} + C_{bariera}$. Capacitatea joncțiunii depinde de valoarea tensiunii aplicate. Această proprietate stă la baza construcției diodelor *Varicap*, folosite în calitate de capacitate în diferite scheme electronice.

Capacitatea unei astfel de joncțiuni — pe care s-a aplicat o polarizare inversă — poate fi variată pe cale electrică prin modificarea valorii tensiunii continue de polarizare aplicate la bornele diodei. Evident orice diodă cu joncțiunile p—n prezintă această proprietate, dar la dio-

Scanned with CamScanner

dele de tip varicap — construite special pentru acest scop — această însuşire se manifestă în mod deosebit.

Calitatea unei astfel de diode este apreciată după următoarele criterii :

— *Coeficient de acoperire maxim.* Acest coeficient este determinat de raportul între capacitatea maximă şi cea minimă pe care o poate asigura dioda :

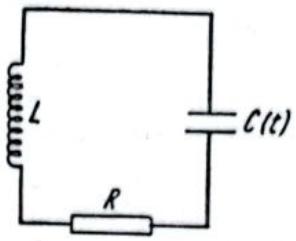


Fig. 180. — Circuit oscilant simplu.

$$K = \frac{C_{max}}{C_{min}}. \qquad 8.2.12$$

— *Rezistenţa serie* R_s (v. schema echivalentă) — *minimă.* Valoarea acestei rezistenţe — numită şi rezistenţă de pierderi — este determinată de calitatea materialului semiconductor, de calitatea şi construcţia conexiunilor dintre joncţiune şi bornele de ieşire.

Diodele varicap servesc la acordarea electrică a circuitelor oscilante, la modularea în frecvenţă a oscilatoarelor, în maşinile electronice de calcul (parametroni), în scheme de generare şi amplificare etc.

Ca element în schemele de amplificare şi de generare a oscilaţiilor aceste diode poartă denumirea de diode parametrice.

Pentru explicarea (sumară) a procesului de amplificare parametrică, se consideră un circuit oscilant ca cel din figura 180.

Capacitatea condensatorului din circuit poate fi modificată de exemplu, prin modificarea distanţei dintre plăcile sale. Dacă V reprezintă tensiunea aplicată condensatorului de capacitate C, atunci energia acumulată de acest condensator va fi dată de relaţia :

$$W_c = \frac{CV^2}{2} \qquad 8.2.13$$

Ţinînd seama că $C = \frac{Q}{V}$ relaţia 8.2.13 se poate scrie :

$$W_c = \frac{Q^2}{2C} \qquad 8.2.14$$

unde Q reprezintă sarcina electrică de pe plăcile condensatorului. Se presupune că în circuit există deja oscilaţii. În momentul cînd tensiunea V la bornele condensatorului are valoarea maximă (v. punctul a din fig. 181), se vor distanţa plăcile condensatorului (la o distanţă mai mare decît distanţa iniţială). La o valoare maximă a

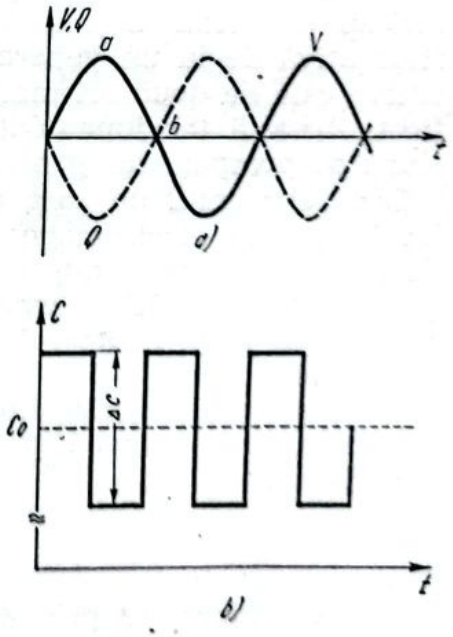


Fig. 181. — Schema apariţiei oscilaţiilor într-un circuit conţinînd o diodă parametrică.

Scanned with CamScanner

tensiunii V_c, sarcina condensatorului va fi de asemenea maximă. În acest caz între plăcile condensatorului vor acționa forțe electrostatice de atracție. De aceea, pentru a depărta plăcile din poziția lor inițială este necesară cheltuirea unui lucru mecanic, împotriva forțelor electrostatice de respingere.

Mărind distanța între plăci se micșorează totodată și capacitatea condensatorului. Întrucît sarcina electrică rămîne aceeași, conform relației $C=Q/V$ rezultă că va crește tensiunea la bornele capacității. Astfel, energia cheltuită pentru depărtarea plăcilor condensatorului s-a transformat în energie a cîmpului electric. Dacă se lasă libere plăcile condensatorului, atunci forțele de atracție vor face ca aceste plăci să revină brusc în poziția inițială și sistemul va da înapoi energia cheltuită pentru îndepărtarea armăturilor. Astfel, echilibrul energetic al sistemului nu s-a stricat. Dacă însă armăturile condensatorului sînt întoarse în poziția inițială în momentul cînd tensiunea pe plăci este nulă (punctul *b*, din figura 181) pe armătură neexistînd sarcini (v. curba punctată pentru Q), atunci această deplasare a plăcilor se face fără a se lua energie de la sistem. Rezultă deci, că acea energie dată inițial sistemului (pentru îndepărtarea plăcilor), a fost *transformată în energie electrică* și a rămas în *circuitul oscilant.*

Astfel, repetînd periodic procesul descris mai sus, se poate pompa energie sistemului oscilant, ceea ce conduce la creșterea amplitudinii oscilațiilor din circuit. Apare astfel o amplificare a oscilațiilor. După cum se vede din graficele din figura 181, frecvența de schimbare a capacității este de două ori mai mare decît frecvența oscilațiilor amplificate.

Practic un asemenea amplificator se realizează cu ajutorul unei diode varicap polarizată în sens invers la bornele căreia se aplică o tensiune alternativă de la un generator special. Frecvența acestei tensiuni alternative este de două ori mai mare decît a semnalului care trebuie amplificat. Această tensiune (dată de un generator special) se numește tensiune de pompare iar generatorul se numește generator de pompare.

Deci, elementul de bază al unui amplificator parametric, care acumulează energie electromagnetică și e capabil să-și schimbe rezistența sa reactivă pe seama unui izvor de energie extern, este o diodă varicap (capacitate). Întrucît elementele pur reactive nu au zgomot de fond, rezultă că amplificatoarele parametrice trebuie să aibă un zgomot de fond foarte mic.

Dacă se consideră circuitul oscilant simplificat reprezentat în figura 181, atunci variația energiei, pentru o variație a capacității cu ΔC, va fi dată de relația :

$$\frac{V^2\Delta C}{2}=\frac{Q^2}{C_0^2}\cdot\frac{\Delta C}{2}. \qquad 8.2.15$$

S-a considerat că prin depărtarea o singură dată a armăturilor, ceea ce duce la modificarea capacității (în jurul unei capacități medii C_0), — cu valoarea ΔC — în sistem a fost introdusă energia suplimentară dată de relația 8.2.15

Scanned with CamScanner

Pentru o perioadă completă, în circuit va fi introdusă o energie suplimentară de patru ori mai mare, deci energia dată sistemului va fi :

$$\Delta W_c = 4 \frac{Q^2}{C_0^2} \cdot \frac{\Delta C}{2}. \qquad 8.2.16$$

Notînd :

$$\frac{\Delta C}{C_0} = m \qquad 8.2.17$$

și ținînd seama de relația 8.2.14 se obține :

$$\Delta W_c = 4\, m \cdot W_{c0} \qquad 8.2.18$$

m — reprezintă coeficientul de modulație al capacității.

Presupunînd că frecvența modulației capacității (frecvența sistemului de pompare) este de două ori mai mare decît frecvența de oscilație a circuitului oscilant :

$$\omega_{pompare} = 2\omega_{circuit} \qquad 8.2.19$$

se ajunge la concluzia că energia introdusă în circuit într-o perioadă, pentru modulația capacității după o lege sinusoidală, este egală cu :

$$\Delta W_c = \pi \cdot m \cdot W_c. \qquad 8.2.20$$

Relațiile 8.2.18 și 8.2.20 diferă între ele doar prin valoarea puțin diferită a coeficienților numerici.

Astfel, schimbînd capacitatea diodei varicap cu o frecvență de două ori mai mare decît frecvența proprie a circuitului oscilant se poate asigura amplificarea oscilațiilor din circuit pe seama pompării în sistem a energiei luate de la generatorul de pompare. Trebuie însă ca rapoartele dintre fazele semnalului amplificat și a semnalului de pompare să se mențină riguros aceleași.

Evident că schema sistemului oscilant poate fi oricît de complexă. Frecvența limită la care poate lucra un asemenea amplificator este condiționată de valoarea capacității C_0. În prezent se folosesc diode varicap care au valoarea inițială $C_0 = 0{,}5 \div 2{,}0$ pF, cu valoarea minimă a capacității de 0,2—0,3 pF și cu rezistență R_s de 3—5 Ω. Asemenea diode au $f_{critic} = 1{,}6 \cdot 10^{11}$ Hz. Considerînd $m_{max} = 0{,}6$ se obține o frecvență $f_{max} \sim 5$—30 GHz, adică o lungime de undă de ordinul a $1 \div 6$ cm. Asemenea diode pot lucra ușor în diapazonul de 3 cm. În acest diapazon diodele parametrice permit o amplificare de putere de 20—35 db, la un coeficient de zgomot propriu de ordinul a 1,5—2,5 db.

Datorită valorii mici a zgomotului de fond propriu, diodele parametrice pot fi folosite în etajele preamplificatoare ale amplificatoarelor de semnale slabe, înlocuind astfel amplificatoarele MASER în banda de 3 cm. Pentru lungimi de undă sub 1 cm MASER-ele rămîn în continuare singurele amplificatoare cu zgomot de fond redus. Zgomotul de fond al diodelor parametrice (de Ge sau GaAs) poate fi mult mic-

Scanned with CamScanner

șorat prin răcirea lor cu azot lichid (77°K). Se obține un zgomot de fond de ordinul a 0,4—0,7 db, ceea ce face posibilă ridicarea sensibilității amplificatorului pînă la 10^{-14}—10^{-15} W.

8.2.3. Tranzistori unipolari

Poartă această denumire deoarece funcționarea lor se bazează pe folosirea purtătorilor numai de un anumit semn, adică pe folosirea fie numai a electronilor, fie numai a golurilor. Dintre tranzistorii unipolari, în mod mai detaliat va fi studiat *unitronul* — conceput încă din anul 1952 de către W. Shokley [40].

Unitronul se prezintă sub forma unei plăcuțe semiconductoare de tip *n* (germaniu, siliciu etc.) care are la capete două contacte ohmice iar pe fețele laterale — cîte un strat de tip *p* (fig. 182, *a*) *. Straturile de tip *p* formează cu plăcuța semiconductoare două joncțiuni *p—n*. Cele două straturi *p* sînt unite între ele formînd un singur electrod numit poartă. Contactul ohmic din direcția căruia se deplasează electronii (purtătorii de lucru în cazul plăcuței de tip *n*) poartă denumirea de sursă, iar electrodul celălalt, spre care se îndreaptă purtătorii de sarcini, se numește electrod de scurgere sau electrod-drenă (de la cuvîntul englez „drain" — a scoate, a colecta).

Spre deosebire de tranzistorii obișnuiți unitronul este comandat nu prin curent ci prin tensiunea aplicată pe poartă (fig. 182, *b*). Funcționarea acestui tip de tranzistor se bazează pe fenomenul de lărgire a joncțiunii *p—n* alimentată în sens invers, ceea ce duce la micșorarea secțiunii de lucru a plăcuței semiconductoare. Ca urmare a variației canalului de lucru va varia și rezistența plăcuței deci și curentul din circuitul exterior (fig. 182).

Întrucît joncțiunile *p—n* sînt alimentate în sens invers rezistența de intrare a dispozitivului va fi ridicată, iar valoarea puterii din circuitul de intrare va fi mică. Puterea la ieșire va fi determinată de valoarea tensiunii de alimentare V_a și de raportul care există între rezistența plăcuței și rezistența de sarcină.

Este indicat ca materialul plăcuței semiconductoare să aibă o rezistență specifică ridicată pentru ca lărgirea joncțiunilor *p—n* — polarizate în sens invers — să aibă loc mai ales în regiunea materialului semiconductor. Dacă tensiunea negativă aplicată pe poartă este suficient de ridicată astfel încît joncțiunile lărgindu-se acoperă toată secțiunea plăcuței semiconductoare are loc *tăierea* curentului în circuitul sursă-drenă ; valoarea tensiunii de poartă, pentru care se obține fenomenul de tăiere, poartă denumirea de *tensiune de tăiere* (V_{p0}).

* Întrucît structurile cu două straturi de tip *p* așezate simetric sînt mai greu de realizat, în prezent sînt mai răspîndite structurile cu un singur strat de tip *p*. Evident, plăcuța semiconductoare inițială poate să fie și de tip *p* — în acest caz purtătorii majoritari de lucru, fiind golurile.

Scanned with CamScanner

Datorită existenței *canalului* de lucru din interiorul plăcuței semiconductoare, unitronul și celelalte variante ale sale mai poartă denumirea de *tranzistori canal*. Uneori, datorită faptului că funcționarea lor se bazează pe acțiunea cîmpului electric aplicat între poartă și sursă — aceste dispozitive se mai numesc și *tranzistori cu efect de cîmp*.

Dacă se neglijează porțiunile din afara regiunii electrodului poartă, unitronul se poate reprezenta sub forma simplificată arătată în figura 183, *b*.

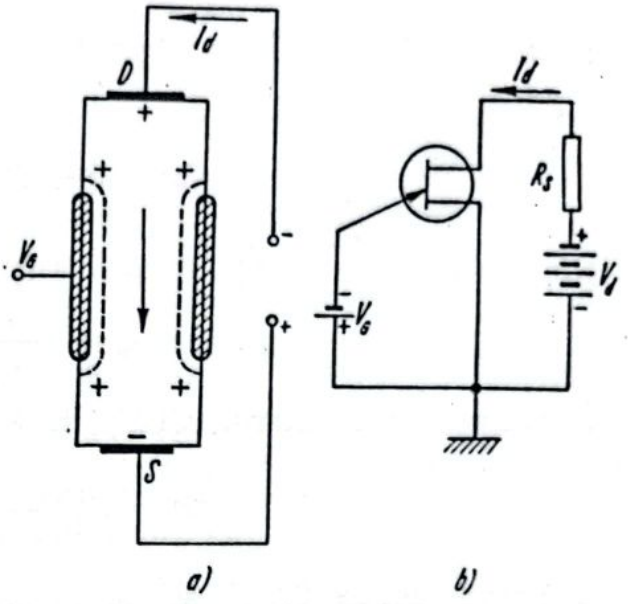


Fig. 182. — *a* — Reprezentarea schematică a unitronului; *b* — schema de montaj.

Fie *a* — lărgimea maximă pe care o poate avea canalul dintre cei doi electrozi ai porții. Dacă $V_d = 0$, atunci canalul pe toată lungimea sa se va prezenta sub forma unui strat echipotențial și tensiunea în joncțiunile *p—n* va fi egală cu tensiunea V_p aplicată pe poartă. În acest caz lărgimea l_n a joncțiunii *p—n* va fi aceeași pe toată lungimea canalului, iar grosimea efectivă a canalului va fi :

$$2w = a - 2l_n \qquad 8.2.21$$

Dar în relația 5.2.22 în ipoteza ionizării totale ($n_n = N_d$) rezultă pentru l_n:

$$l_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon \cdot V_0}{eN_d}}. \qquad 8.2.22$$

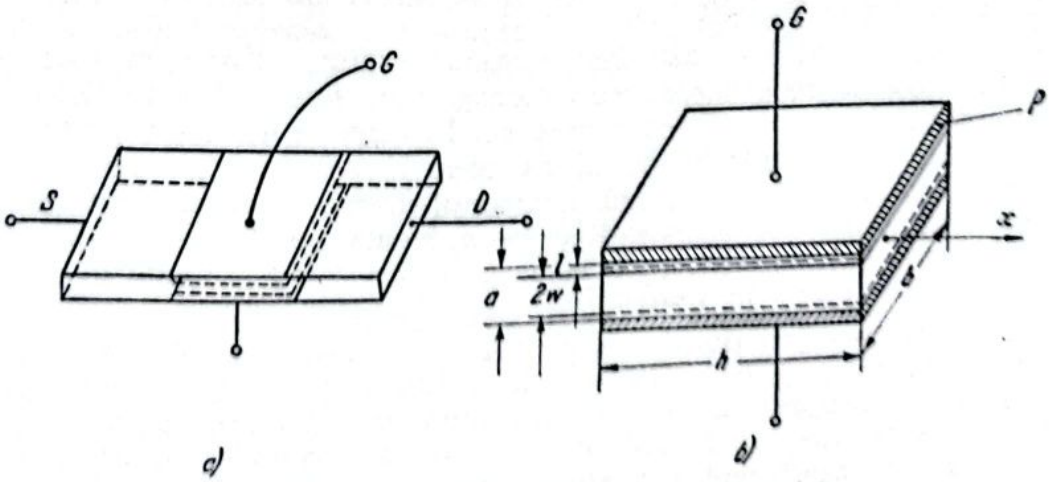


Fig. 183. — Schema simplificată a unitronului.

Ţinînd seama de relaţia $\sigma = \frac{1}{\rho} = \mu_n e N_d$ şi înlocuind în formula 8.2.21 rezultă :

$$2w = a - 2\sqrt{2\rho\varepsilon \cdot V_p \cdot \mu_n} \qquad 8.2.23$$

Din condiţia $2w=0$ se poate găsi tensiunea de tăiere V_{p0} :

$$V_{p0} = \frac{a^2}{8\varepsilon \cdot \rho \cdot \mu_n}. \qquad 8.2.24$$

Înlocuind expresia tensiunii V_{p0} în 8.2.23 se obţine :

$$2w = a\left(1 - \sqrt{\frac{V_p}{V_{p0}}}\right). \qquad 8.2.25$$

Folosind relaţia 8.2.25 se poate scrie expresia rezistenţei canalului dintre sursă şi drenă :

$$R_{canal} = \rho \frac{h}{b \cdot 2w} = \rho \frac{h}{b \cdot a} \cdot \frac{1}{1 - \sqrt{\frac{V_p}{V_{p0}}}} \qquad 8.2.26$$

sau :

$$R_c = R_{c0}\left(1 - \sqrt{\frac{V_p}{V_{p0}}}\right)^{-1} \qquad 8.2.27$$

unde R_{c0} reprezintă rezistenţa minimă a canalului pentru $V_p = 0$:

$$R_{c0} = \rho \cdot \frac{h}{a \cdot b}. \qquad 8.2.28$$

Pentru germaniu cu $\rho = 20.\Omega.\text{cm}$ şi $h = 4 \cdot 10^{-2}$ cm, $a = 6 \cdot 10^{-3}$ cm, $b = 0{,}3$ cm se obţine $R_{c0} \approx 400\ \Omega$.

Tranzistorul canal lucrează însă pentru tensiuni $V_d \neq 0$, ca atare canalul nu poate fi reprezentat sub forma unui strat echipotenţial şi de lărgime constantă pe toată întinderea sa. În diferite puncte x potenţialul va fi diferit : el se schimbă de la valoarea $V_x = 0$ lîngă electrodul-sursă pînă la valoarea $V_x = +V_d$ lîngă electrodul-drenă. În acest caz tensiunea inversă totală aplicată joncţiunilor p—n, egală cu $V_p + V_x$, creşte în direcţia electrodului drenă, ceea ce duce la creşterea treptată a lărgimii joncţiunii şi implicit la îngustarea canalului (fig. 184).

De fapt asupra joncţiunii acţionează atît tensiunea aplicată din exterior, cît şi căderea de tensiune din interior creată pe seama curentului I_d care parcurge plăcuţa semiconductoare. Această cădere de tensiune creată de curentul I_d are acelaşi sens cu tensiunea aplicată din exterior dar este mult mai ridicată în regiunea apropiată de electrodul-drenă, fapt care duce la o îngustare mai accentuată a canalului în

Scanned with CamScanner

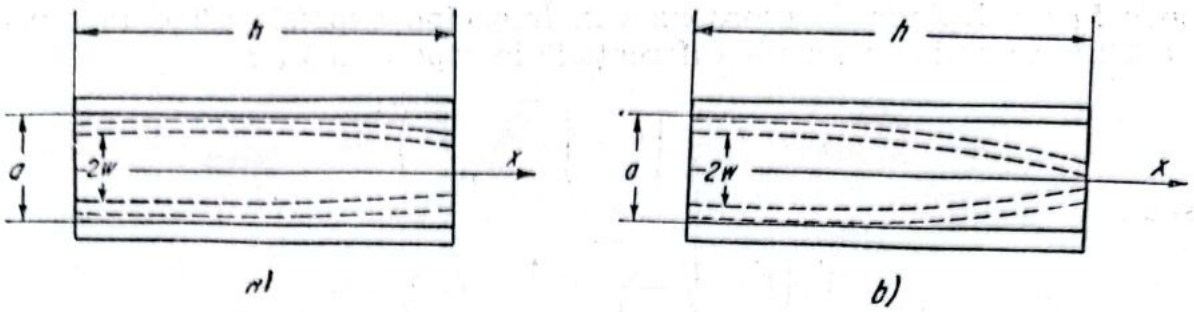


Fig. 184. — Canalul de lucru al tranzistorului canal.

această regiune. Cînd tensiunea V_d este suficient de mare astfel încît curentul I_d devine suficient de intens, este posibilă o cădere de tensiune interioară apreciabilă ; în acest caz poate interveni „obturarea" completă a canalului şi o saturare a curentului I_d.

Lîngă electrodul drenă, tensiunea aplicată joncţiunii va fi egală cu $V_p + V_d$. Odată cu mărirea tensiunii V_d va creşte puternic şi suma $V_p + V_d$ pînă cînd aceasta devine egală cu tensiunea de tăiere V_{p0}. În acest caz, în apropierea electrodului-drenă, canalul de lucru este aproape complet obturat (fig. 184, *b*). Spre deosebire însă de cazul $V_p = V_{p0}$, în cazul $V_p + V_d = V_{p0}$ nu se obţine o completă tăiere a curentului ci numai o „tăiere" a creşterii sale în continuare, adică are loc o creştere bruscă a rezistenţei diferenţiale a canalului. În acelaşi timp, pe curba caracteristică $I_d = f(V_d)$, începînd cu un punct oarecare *s*, se obţine o porţiune orizontală adică intervine fenomenul de saturaţie (fig. 185). Tensiunea V_s la care intervine saturaţia se obţine din condiţia :

$$V_s = V_{p0} - V_p. \qquad 8.2.29$$

Pentru obţinerea caracteristicilor reale ale unitronului trebuie să se ia în considerare faptul că datorită variaţiei lărgimii canalului cu coordonata x, rezistenţa unei porţiuni elementare dx a canalului va fi de asemenea o funcţie de variabila x. În formula 8.2.27, împărţind rezistenţa R_c prin lungimea h a canalului, se obţine rezistenţa canalului pe unitatea de lungime şi, înmulţind cu lungimea dx, se obţine rezistenţa porţiunii elementare dx :

$$dR_c = \frac{R_{c0}}{h}\left(1 - \sqrt{\frac{V_p + V_x}{V_{p0}}}\right)^{-1} dx. \qquad 8.2.30$$

Întrucît curentul în oricare secţiune a canalului este acelaşi şi egal cu I_d se poate scrie expresia variaţiei tensiunii pe porţiunea elementară dx, sub forma :

$$dV_x = I_c \cdot dR_c \qquad 8.2.31$$

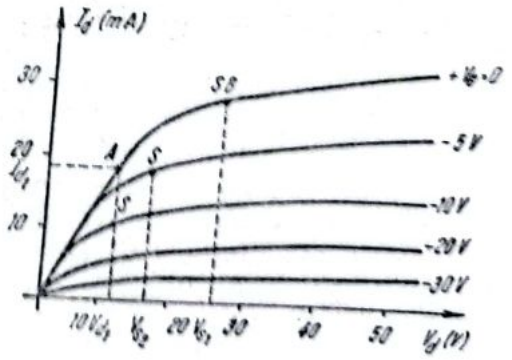


Fig. 185. — Caracteristicile curent-tensiune ale tranzistorului canal.

Scanned with CamScanner

unde I_d nu depinde de coordonata x. Înlocuind expresia 8.2.30 în ecuația 8.2.31 se obține o ecuație diferențială în raport cu V_x :

$$dV_x = I_d \frac{R_{c0}}{h}\left(1 - \sqrt{\frac{V_p + V_x}{V_{p0}}}\right)^{-1} dx \qquad 8.2.32$$

sau :

$$dV_x\left(1 - \sqrt{\frac{V_p + V_x}{V_{p0}}}\right) = I_d \frac{R_{c0}}{h}\, dx. \qquad 8.2.33$$

Rezolvînd ecuația diferențială 8.2.33 pentru condiția la limită $V_x(0)=0$ și punînd apoi $x=h$ și $V_x(h)=V_d$ se poate scrie funcția $I_d = f(V_d)$ sub forma următoare :

$$I_d = \frac{1}{R_{c0}}\left[V_d + \frac{2}{3}\cdot\frac{V^{3/2} - (V_p + V_d)^{3/2}}{V_{p_0}^{1/2}}\right]. \qquad 8.2.34$$

Caracteristicile descrise de relația 8.2.34 sînt arătate în figura 185. Pentru $V_p=0$ (electrodul-poartă legat direct de electrodul-sursă) se obține prima curbă caracteristică în care curentul I_d are valoarea cea mai ridicată. Prin schimbarea tensiunii de la valoarea zero la valoarea V_{d1} (fig. 185) curentul crește de la valoarea zero pînă la valoarea I_{d1}. Căderea de tensiune provocată de curentul I_d schimbă prea puțin lărgimea canalului de lucru, de aceea caracteristica curent-tensiune pe porțiunea $0 - I_{d1}$ este aproape liniară. Mărirea în continuare a tensiunii V_d deci și a curentului I_d duce la o variație apreciabilă a lărgimii canalului de lucru care provoacă în același timp o limitare a valorii curentului sursă-drenă (porțiunea A—B pe caracteristica 1 din figura 185). Începînd cu o anumită valoare V_{s1} a tensiunii V_d (fig. 185), pe măsură ce crește tensiunea V_s, curentul I_d suferă o creștere foarte slabă rămînînd practic constant. Intervine fenomenul de saturație a canalului, ceea ce se reflectă în alura orizontală a caracteristicii curent-tensiune.

Pentru valori $V_p \neq 0$, secțiunea inițială a canalului fiind mai mică, saturația canalului va interveni pentru tensiuni V_{si} și valori ale curentului I_d mult mai mici (fig. 185).

Curentul de saturație I_{ds} se obține înlocuind tensiunea de saturație V_s din 8.2.39 în ecuația 8.2.34 :

$$I_{ds} = \frac{1}{R_{c0}}\left[\frac{1}{3}V_{p0} - V_p\left(1 - \frac{2}{3}\sqrt{\frac{V_p}{V_{p0}}}\right)\right]. \qquad 8.2.35$$

Întrucît caracteristicile curent-tensiune ale tranzistorului canal (unitronului) au aceeași alură ca și caracteristicile unei pentode, panta S pentru aceste dispozitive se va calcula la fel ca și pentru pentode, adică în regiunea curentului de saturație. Diferențiind relația 8.2.35 în raport cu V_p se obține :

$$S = -\frac{\partial I_{ds}}{\partial V_p} = \frac{1}{R_{c0}}\left(1 - \sqrt{\frac{V_p}{V_{p0}}}\right). \qquad 8.2.36$$

Scanned with CamScanner

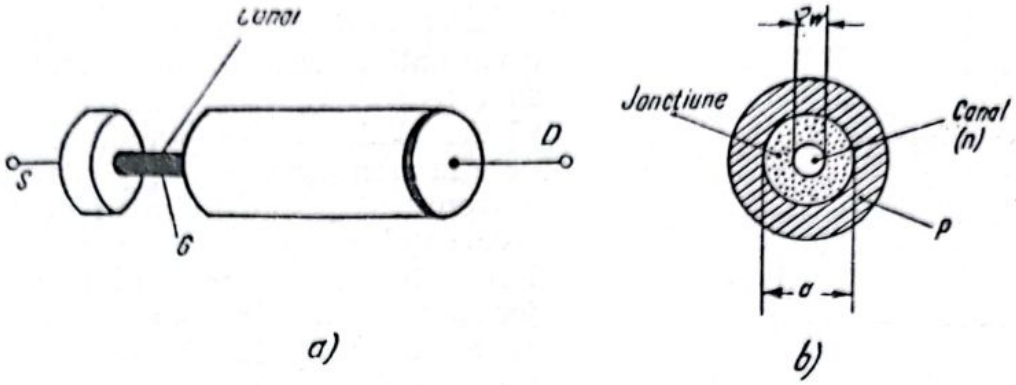


Fig. 186. — Schema tecnetronului.

Se ia semnul minus în formula de definiţie a pantei, deoarece prin V_p se înţelege valoarea absolută a tensiunii aplicate porţii. Pentru $R_{co} \approx 400\ \Omega$ şi $V_p = 0{,}5 \cdot V_{p0}$ se găseşte $S \approx 0{,}75$ mA/V.

Rezistenţa diferenţială r_d în domeniul curenţilor de saturaţie este de ordinul a 10—100 MΩ (practic infinită). Inerţia unitronului este condiţionată de doi factori: capacitatea de barieră a joncţiunilor şi timpul de trecere a electronilor prin canalul de lucru. Valoarea medie a capacităţii joncţiunilor este de ordinul a 10—12 pF. Timpul mediu de trecere a electronilor prin canal este determinat de viteza medie $\bar{v}_n$ şi de lungimea h a canalului. Întrucît

$$\bar{v}_n = \mu_n E = \mu_n \frac{V_d}{h}$$

rezultă următoarea expresie pentru timpul mediu de parcurs:

$$t = \frac{h^2}{\mu_n V_d}. \qquad 8.2.37$$

Această formulă este întrucîtva aproximativă deoarece s-a presupus mereu că de-a lungul întregului canal, cîmpul electric este constant; după cum s-a arătat însă, cîmpul în regiunea vecină electrodului-drenă este mult mai intens decît în restul canalului.

Tecnetronul reprezintă o altă variantă a tranzistorului canal. El se deosebeşte de unitron numai prin construcţia sa în formă de cilindru (fig. 186). Întrucît şi forma canalului este cilindrică, tensiunea V_p va acţiona asupra secţiunii acestuia din toate părţile, ceea ce face ca tensiunea V_{p0} în cazul tecnetronului să fie mult mai mică decît în cazul unitronului, pentru una şi aceeaşi secţiune iniţială a [41].

Tehnologia fabricării tecnetronului asigură obţinerea unei capacităţi de barieră de valoare redusă ceea ce face posibilă funcţionarea acestui dispozitiv la frecvenţe de ordinul sutelor de megahertzi *.

* În cazul variantei-unitron, se obţin frecvenţe maxime de generare de ordinul a 20—50 MHz.

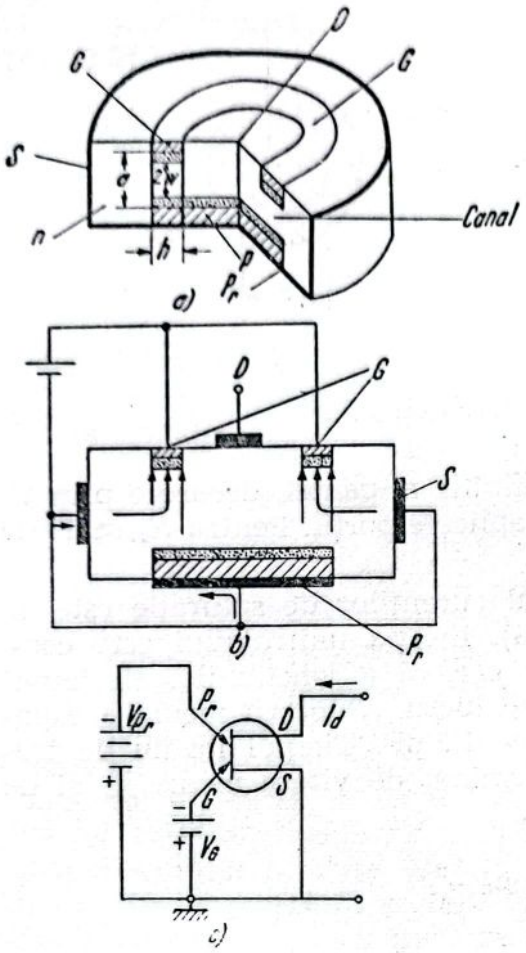


Fig. 187. — Schema alcatronului.

Alcatronul reprezintă de asemenea o variantă a tranzistorului canal. Forma sa constructivă este astfel aleasă încît să fie eliminate dezavantajele observate la tecnetron. Astfel, pentru ca tecnetronul să poată lucra în diapazonul frecvenţelor înalte, este necesar ca să i se micşoreze la maximum grosimea joncţiunii *p-n* şi a canalului de lucru. În acelaşi timp lungimea canalului se micşorează de asemenea, foarte mult. Pe de altă parte practic toată puterea disipată de alcatron, este disipată în regiunea canalului ; rezultă deci că, ridicarea frecvenţei de lucru pe seama micşorării dimensiunilor geometrice a canalului, conduce la o micşorare apreciabilă a puterii disipate.

În figura 187, se arată schema simplificată a construcţiei alcatronului. Se poate considera că o asemenea construcţie ia naştere prin rotirea unitronului în jurul unei axe care trece prin electrodul drenă. Atunci, acest electrod se transformă într-un disc dispus în centrul construcţiei, iar electrodul-poartă şi electrodul-sursă, se transformă în inele concentrice aşa cum se vede în figura 187, *a*. O asemenea construcţie inelară a unitronului — alcatronul — a fost propusă în 1960 [42]. O caracteristică proprie a alcatronului este aceea că mai posedă şi un al patrulea electrod numit prestrictor, dispus pe faţa opusă celei care conţine electrozi-drenă şi poartă (fig. 187,*a*,*b*). Rolul acestui electrod este de a provoca o îngustare preliminară a canalului de lucru pe seama lărgirii joncţiunii *p-n* de la baza alcatronului, aplicîndu-se o tensiune inversă pe prestrictor *. Astfel, introducerea prestrictorului elimină neajunsurile întîlnite la tecnetron, legate de realizarea regiunii foarte subţiri în cilindrul semiconductor pentru micşorarea dimensiunilor canalului.

Spre deosebire de tecnetron, alcatronul poate disipa o putere apreciabilă (5—10 W). Aceasta deoarece în regim de saturaţie, secţiunea canalului în regiunea electrodului-drenă, nu degenerează într-un punct ca la alcatron, ci într-o linie circulară de lungime destul de mare. Pe de altă parte, condiţiile de răcire la alcatron sînt foarte mult îmbună-

* Prestrictorul este alcătuit dintr-un strat *p* care împreună cu plăcuţa semiconductoare de tip *n* dă naştere la o joncţiune *p—n* (fig. 187, *b*).

Scanned with CamScanner

tățite datorită prezenței prestrictorului, care de obicei este conceput sub forma unui disc termoconductor cu ajutorul căruia se asigură uneori și fixarea dispozitivului pe șasiul metalic sau pe o plăcuță metalică (radiator). Evident, prestrictorul poate fi întrebuințat și ca un al doilea electrod de comandă (poartă) prin aceasta lărgindu-se posibilitățile alcatronului în comparație cu alte variante ale tranzistorilor canal.

Caracteristicile alcatronului sînt analoage cu cele ale tecnetronului și unitronului. Pentru alcatron sînt valabile aceleași considerații teoretice făcute în cazul unitronului. Lărgimea maximă a a canalului se socotește în cazul alcatronului, de la granița joncțiunii prestrictorului, de aceea ea va depinde de tensiunea aplicată acestui electrod. Evident, lungimea h a canalului (la unitron) este înlocuită aici prin raza R_a, iar mărimea b prin lungimea $2\pi R_a$ a canalului-circular. În acest caz formulele 8.2.24 și 8.2.28 se scriu :

$$V_{p0} = \frac{\pi a^2}{2\varepsilon\rho\mu_n} \qquad 8.2.38$$

$$R_{c0} = \frac{\rho h}{2\pi a R_a}. \qquad 8.2.39$$

Panta alcatronului se calculează după formula 8.2.36. Pentru valorile tipice $a=4\cdot10^{-3}$ cm, $R_a=0{,}2$ cm, $h=5\cdot10^{-3}$ cm, se obține $V_{p0}\approx70$ V, $R_{c0}\approx20$ Ω, $S\approx15$ mA/V. Conform formulei 8.2.35 se obține un curent de saturație de ordinul a 150 mA $\left(\text{pentru } V_p \simeq \frac{1}{2} V_{p0}\right)$.

Pentru tensiuni V_d de ordinul a 40—50 V se obține o putere maximă de 6—7 W.

După cum se vede, panta alcatronului este mult mai bună decît a unitronului și tecnetronului. În același timp — construcția sa specifică permite folosirea acestui dispozitiv în domeniul frecvențelor înalte (100—300 MHz) și disiparea unei puteri mult mai mari decît în cazul altor variante de construcție a tranzistorului canal.

8.3. Tehnica micromodulelor și a circuitelor modulare

Deși tehnica micromodulelor nu permite performanțe atît de spectaculoase în ceea ce privește gabaritul și greutatea ca alte tehnici microelectronice (circuite solide, circuite bidimensionale etc.), totuși această metodă este larg folosită în etapa actuală. Aceasta se explică prin faptul că tehnica micromodulelor permite realizarea unei aparaturi electronice mini- și microminiaturizate la un preț de cost mult mai mic decît în cazul altor metode microelectronice. Este clar că reducerea maximă a dimensiunilor nu reprezintă scopul final în microelectronică deși acest fapt se justifică în anumite domenii electronice (cibernetică, aviație,

Scanned with CamScanner

automatică etc.). Dispozitivele integrate (circuitele bi- sau tridimensionale etc.) realizate astăzi sînt încă destul de scumpe ; ele își află justificarea prin obținerea unui compromis între avantajele de a fi reduse ca dimensiuni și greutate, de a prezenta o siguranță mare în funcționare și între dezavantajul de a fi mult mai scumpe decît schemele obținute prin alte tehnici.

Din punct de vedere economic tehnica micromodulelor este avantajoasă, pentru realizarea unei aparaturi microminiaturizate și datorită următoarelor calități :

1) mecanizarea și automatizarea procesului de producție ;
2) posibilitatea de a realiza ușor machete experimentale apropiate ca execuție de produsul final ;
3) posibilitatea folosirii pieselor mini- și microminiaturizate obținute în producția de serie prezentînd o siguranță mare în funcționare ;
4) ușurința de a efectua modificări în timpul producției și de a avea un oarecare acces pentru efectuarea unor mici reparații în timpul exploatării ;
5) posibilitatea realizării circuitelor complete ;
6) posibilitatea relativ ușoară de manipulare, asamblare și experimentare.

După cum s-a mai arătat în paragraful 8.1, tehnica micromodulelor se bazează pe folosirea elementelor electronice pasive și active miniaturale care se montează pe plachete standard unite între ele prin montanți. Din marea varietate de tipuri constructive a micromodulelor prezintă interes următoarele două tipuri : circuite modulare bidimensionale (*2—D*) și circuite modulare de volum (*3—D*) [49].

Circuitele modulare în două dimensiuni se realizează pe plachete standard avînd cablajul imprimat. Înălțimea modulelor plane depinde în întregime de gabaritul pieselor componente. De obicei plachetele standard sînt confecționate din ceramică metalizată. Conexiunile se realizează pe principiul plachetelor cu circuit imprimat. Lipiturile se fac atît cu cositor, cît mai ales cu sudură prin puncte. În ultimul timp terminalele pieselor sînt fixate prin sudură cu fascicul electronic.

Evident, dimensiunile pieselor discrete folosite trebuie să fie cît mai mici. O micșorare a grosimii montajelor se realizează și prin formarea unor adînciturі sau găuri în placa suport, în care urmează să fie fixate corpurile pieselor componente. Uneori placa suport poate fi eliminată în întregime, conductorii de legătură dintre piese asigurînd susținerea mecanică a respectivelor elemente. În fazele de montaj se apelează la serviciile unei plăcuțe metalice cu rol de suport care unește între ele mecanic contactele terminale, ale modulului. După încapsularea într-un bloc de rășină epoxidică (sau în alt mediu de încapsulare — care în acest caz asigură și funcția de suport mecanic), bara-suport este înlăturată lăsînd libere terminalele modulului. În figura 188, luată din lucrarea [45], se arată un modul *2—D* montat pe o ramă metalică care

Scanned with CamScanner

în fază de montaj unește între ele terminalele montajului. După încapsulare, modulul este degajat după o graniță marcată pe linia punctată.

Procedeele de realizare a modulelor bidimensionale (și tridimensionale) sînt extrem de variate, în funcție de metodele adoptate de unitatea productivă și de inovațiile pe care le aduc în mod continuu cercetătorii și inovatorii. Astfel, pentru realizarea micromodulelor bidimensionale se folosește intens tehnica depunerilor straturilor subțiri, diodele și triodele semiconductoare neîncapsulate și alte tehnici hibride. O vedere mai de ansamblu asupra diferitelor tehnici de realizare a micromodulelor bi- și tridimensionale este dată în lucrarea [45].

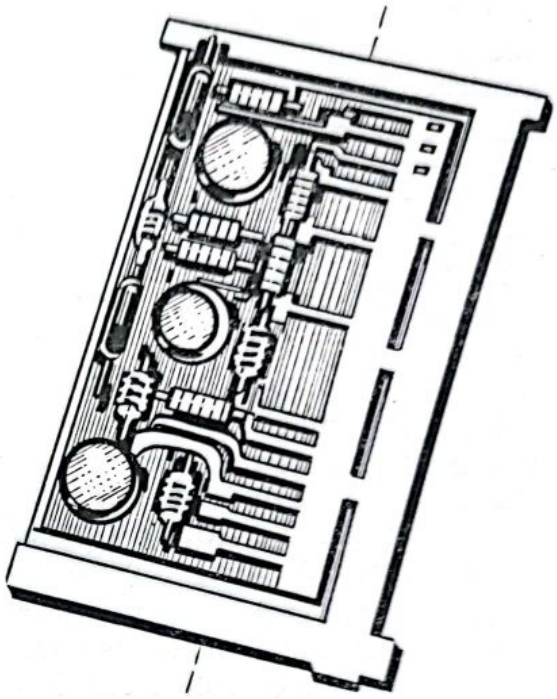


Fig. 188. — Micromodulul 2—*D* fără suport.

Scopurile urmărite prin realizarea modulelor în două dimensiuni sînt următoarele :

1) realizarea unui sistem microminiatural care să permită o bună înlăturare a căldurii degajate în urma funcționării pieselor componente ;
2) construirea unei aparaturi de mărime standard în două dimensiuni și cu mărime variabilă după a treia dimensiune ;
3) folosirea pieselor miniaturale existente și a posibilității montajelor hibride.

Circuitele modulare în trei dimensiuni se pot, de asemenea, realiza prin diferite procedee de montaj a pieselor discrete obținute prin metode de fabricație variate. Cele mai utilizate procedee de realizare a modulelor tridimensionale sînt : procedeul modulelor stivă și procedeul modulelor de tip multiplachetar.

Modulele tip stivă se realizează prin dispunerea verticală unele lîngă altele a pieselor componente între două plachete la care se unesc terminalele elementelor înglobate în modul. Înălțimea modulului este determinată de lungimea pieselor componente. Se folosește atît tehnica lipirii cu cositor cît și sudura prin puncte sau cu fascicul electronic.

Modulele tip multiplachetar se realizează de obicei pe baza modulelor în două dimensiuni dispuse vertical și legate prin niște bare care joacă și rolul de picioruțe de contact între plachete cît și între modul și baza de montaj. Aceste bare se numesc montanți. Evident, și în cazul modulelor stivă sau de tip multiplachetar, multă răspîndire capătă tehnicile hibride. Astfel, modulele tip multiplachetar pot fi realizate pe baza mai

Scanned with CamScanner

multor module stivă sau pe baza plachetelor cu circuite peliculare etc. Modulele tridimensionale alcătuite din plăcuțe cu circuite integrate permit densități de montaj apreciabile (60 000—80 000 piese/dm^3).

La realizarea și interconectarea micromodulelor tridimensionale trebuie să se țină seama de condițiile termice de funcționare. O ermetizare perfectă poate prezenta avantaje prin asigurarea unei bune pasivări a elementelor componente și a unei înalte stabilități mecanice, dar poate fi neindicată din punct de vedere al îndepărtării căldurii disipate. În același timp mai pot să apară — atît datorită montajului cît și dilatării termice — diferite tensiuni mecanice care pot conduce la ieșirea din funcțiune a modulului.

Piesele componente miniaturale folosite în tehnica micromodulelor pot fi atît de formă oarecare cît și de formă standard, normalizată. În ultimii ani s-au obținut succese remarcabile în ceea ce privește dimensiunile și caracteristicile pieselor discrete miniaturale, perfecționarea acestor elemente fiind în continuă creștere.

Rezistențele miniaturale se realizează prin procedee extrem de variate. Rezistențele bidimensionale obținute prin depunere pe un substrat comun pot atinge valori cuprinse între 5 Ω și 100 MΩ cu o precizie de $\pm 5\%$. Depunerea se poate face folosind tehnica circuitelor imprimate, tehnica evaporării sub vid etc. În funcție de materialele folosite se poate obține o gamă largă de valori [43], [45], [50]. Aceste rezistențe trebuie să fie stabile din punct de vedere termic ceea ce impune folosirea unor materiale rezistive adecvate.

Producția condensatorilor miniatură cunoaște, de asemenea, un progres însemnat, atît pentru condensatorii cu hîrtie metalizată cît și pentru alte tipuri de condensatori (ceramice, cu straturi subțiri etc.). S-au perfecționat condensatori electrolitici miniatură pe bază de tantal astfel încît s-a ajuns la capacități de peste 700 μF pentru tensiuni de 36 V și temperaturi de lucru pînă la 125°C. Pentru scheme imprimate s-au fabricat condensatori plani care folosesc ca dielectric însăși placheta de montaj. Totuși grosimea relativ mare a plachetei nu permite obținerea unor condensatori plani de mare capacitate, de aceea s-a recurs la metoda realizării condensatorilor imprimați în întregime pe partea superioară a plachetei de montaj. În acest scop s-au folosit materiale dielectrice speciale, cu o constantă dielectrică ridicată, ca de exemplu, titanatul de bariu a cărui constantă atinge valori de ordinul a 10 000. În multe țări se realizează condensatori ceramici în care ceramica-dielectric are o grosime de ordinul a $25 \cdot 10^{-5}$ mm ceea ce permite obținerea unor capacități mari pentru dimensiuni constructive reduse. De asemenea, condensatorii de mare capacitate se pot obține pe bază de straturi subțiri depuse sub vid sau prin pulverizarea catodică. Ca dielectric sînt folosite pelicule din oxid de aluminiu, oxid de magneziu, bioxid de titan etc.

Armăturile condensatorului sînt obținute prin evaporarea în vid a diferitelor metale (aluminiu, aur). Se preconizează de asemenea folosirea

Scanned with CamScanner

în calitate de dielectric, a unor materiale plastice mai ales pentru condensatori de joasă tensiune (25—35 V).

Inductanțele și transformatorii au o întrebuințare restrînsă în circuitele liniare întîlnite în microelectronică. Din această cauză, dimensiunile lor relativ mari, în comparație cu alte piese miniaturale, nu duc la o prea mare scădere a densității de montaj. S-au obținut totuși rezultate însemnate în realizarea de transformatori și inductanțe miniaturale. Astfel, materialele magnetice realizate sub formă de circuite toroidale avînd pierderi reduse și saturații ridicate, conduc la dimensiuni reduse a pieselor folosite în schemele mini- sau microminiaturizate. S-au realizat bobine imprimate, de valori mici, care au dat rezultate mulțumitoare în schemele imprimate. În figura 189 se reprezintă după lucrarea [51] construcția unui filtru pentru televiziune, alcătuit din șase bobine imprimate și opt condensatori imprimați.

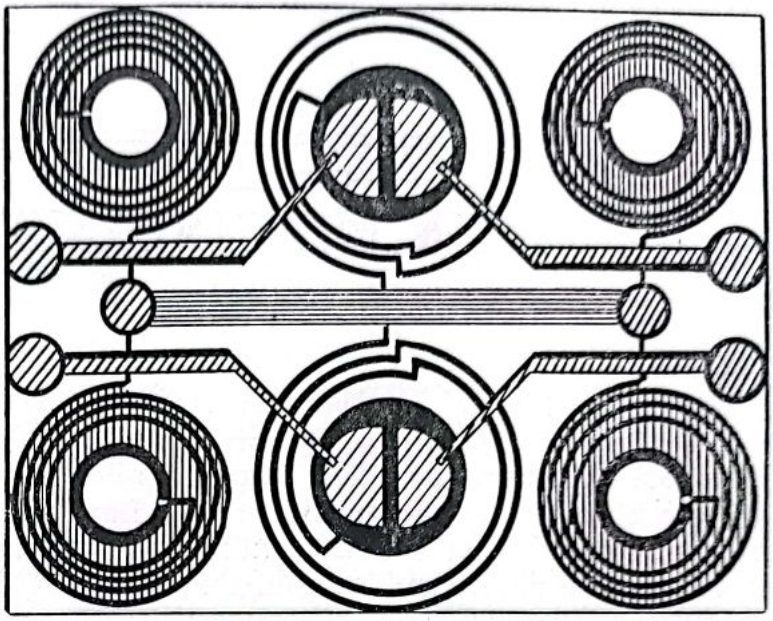


Fig. 189. — Filtru de televiziune realizat prin procedeul circuitelor imprimate.

În multe cazuri inductanțele pot fi înlocuite prin diferite combinații între rezistori, condensatori și tranzistori care prezintă proprietăți inductive.

Diodele și tranzistorii pentru sistemele modulare au dimensiuni extrem de reduse permițînd realizarea unei densități de montaj ridicate. Dimensiunile reduse pentru elementele active (diode, triode) se realizează prin eliminarea carcasei în care se încapsulează respectivul dispozitiv, protejarea volumului de lucru realizîndu-se prin metode speciale de pasivare. După cum s-a mai amintit, în multe din sistemele modulare se procedează la plasarea plăcuței semiconductoare, din care urmează să se realizeze viitorul microdispozitiv, în adîncituri speciale ale plăcuței-suport, după care se trece la realizarea joncțiunilor și a electrozilor de contact (fig. 190). Și mai mare perspectivă au elementele active realizate pe bază de straturi subțiri sau de circuite solide (v. capitolele următoare). Folosirea acestor dispozitive pentru realizarea modulelor și micromodulelor permite o densitate mare de montaj și o siguranță în funcționare sporită.

Pentru trecerea construcției aparaturii electronice la sistemul de construcție micromodular un rol însemnat îl are introducerea pe scară

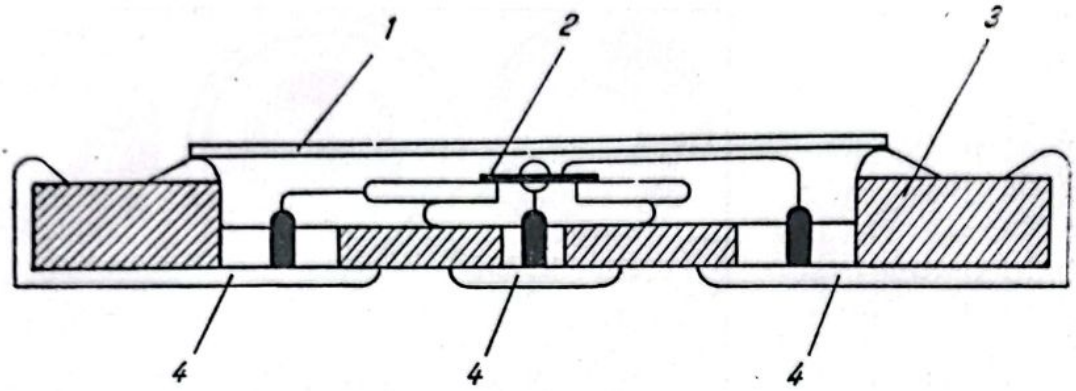


Fig. 190. — Construcția unui tranzistor micromodular.

națională și internațională a dimensiunilor standard, introducerea unor scheme și micromodule unificate etc. Limita de micșorare a dimensiunilor micromodulelor este determinată de gabaritul microelementelor discrete, de posibilitățile schimbului de căldură și de interconectare a micromodulelor între ele.

Pe lîngă avantajele evidente ca : volum și greutate reduse, geometrie standard, posibilitatea automatizării procesului de producție, siguranța mare în exploatare etc., micromodulele prezintă și o serie de dezavantaje dintre care se pot aminti următoarele :

1) necesitatea unui număr mare de piese, conexiuni, lipituri sau suduri ;
2) necesitatea elaborării unor tehnologii adecvate de fabricare a pieselor componente ;
3) prețul de cost relativ ridicat chiar și în cazul producției automatizate ;
4) acces greoi în interiorul montajului în cazul reparației și modificării schemelor ;
5) elasticitate constructivă redusă, montare relativ greoaie a tranzistorilor în plachete, în ceea ce privește ermetizarea și pasivarea etc.

Evident, multe din dezavantajele amintite sînt proprii și altor tehnici microelectronice, manifestîndu-se mult mai puțin intens în funcție de tehnologia adoptată. Cunoașterea insuficiențelor proprii fiecărei tehnici este necesară atît pentru a se putea alege metoda cea mai convenabilă de realizare a microschemelor cît și pentru a se căuta procedee de înlăturare a dezavantajelor prin folosirea de tehnologii hibride sau pe baza unor principii de funcționare complet diferite de cele cunoscute pînă acum.

Scanned with CamScanner

CAPITOLUL 9

Circuite integrate bidimensionale

9.1. Metode de obținere a straturilor subțiri

Straturile subțiri metalice, dielectrice, semiconductoare, feromagnetice etc., găsesc numeroase aplicații în multe ramuri ale științei și tehnicii și în special în microelectronică. De aceea interesul față de metodele de obținere, proprietățile electrofizice și căile de aplicare în practică ale straturilor subțiri, crește necontenit.

Metodele moderne de obținere a straturilor subțiri au permis realizarea peliculelor de înaltă calitate și cu proprietăți remarcabile. Pentru realizarea diferitelor circuite peliculare s-a pus la punct nu numai tehnica obținerii straturilor subțiri metalice (metalizare) ci și tehnica obținerii peliculelor semiconductoare, dielectrice, magnetice etc. Memoriile peliculare magnetice și peliculele criogenice deschid vaste posibilități în producția de calculatoare electronice de mare capacitate.

În microelectronică straturile subțiri se aplică aproape în toate tipurile de scheme integrate, atît pentru realizarea componentelor electronice ca rezistențe, condensatori, diode, tranzistori etc. cît și pentru asigurarea legăturilor între diferitele piese componente. În felul acesta a luat naștere și se dezvoltă așa-numita electronică a circuitelor integrate bidimensionale sau electronica peliculară.

Circuitele hibride cu straturi subțiri, în care elemente active (diode, triode) sînt atașate ulterior, se află deja în faza producției de mare serie. Realizarea schemelor integrate pelicular presupune obținerea întregii scheme (sau a anumitor părți din schemă) în mod integral pe o plachetă suport prin operații succesive de formare a straturilor subțiri. În această direcție mai sînt de rezolvat unele dificultăți în obținerea elementelor active și în special a tranzistorilor cu parametrii reproductibili și competitivi. Aceste probleme vor fi tratate în paragrafele următoare.

Scanned with CamScanner

Straturile subțiri se aplică pe scară largă și în construcția circuitelor integrate monolitice pentru realizarea rezistențelor și condensatorilor în cazul în care nu se pot folosi în scop joncțiunile p—n, cum și pentru realizarea unor conexiuni între diferite părți ale schemei.

În ultimul timp se acordă o mare atenție cercetării compușilor semiconductorilor binari, ternari sau de compoziție mai complexă, care sub formă de straturi subțiri au început să găsească o largă întrebuințare în știință și tehnică. Așa, de exemplu, folosind straturi subțiri de CdS, Te, InSb, CdTe, GaAs etc. au fost create diferite elemente pasive și active, ca fotoelemente, fotorezistente. traductori Hall, diode, fotodiode, diode tunel, tranzistori etc.

Elaborarea elementelor electronice pe baza peliculelor semiconductoare, metalice etc. este posibilă numai dacă sînt foarte bine cercetate proprietățile fizice ale substanțelor sub formă de straturi subțiri pe baza cărora sînt create respectivele dispozitive. De aici rezultă că cercetarea proprietăților fizice ale straturilor subțiri prezintă o deosebită importanță teoretică și practică. De aceea în subparagraful următor vor fi tratate succint unele aspecte ale obținerii straturilor subțiri semiconductoare, dielectrice sau magnetice precum și unele proprietăți fizico-structurale ale acestora.

9.1.1. Obținerea straturilor subțiri prin evaporare termică în vid. Proprietățile electrofizice și structurale ale straturilor subțiri

Straturile subțiri pot fi obținute prin metode mecanice, chimice, precum și prin condensare din fază gazoasă.

Întrucît diferite variante de pregătire a peliculelor prin condensare din fază gazoasă asigură obținerea unor straturi subțiri de bună calitate, în cele ce urmează aceste procedee vor fi descrise mai pe larg.

Prin condensare din fază gazoasă straturile subțiri pot fi obținute pe mai multe căi : prin evaporare termică în vid, prin pulverizare catodică, prin pulverizare în plasmă, prin reacție în fază de vapori (creștere epitaxială) etc.

Metodele mecanice și chimice se aplică foarte rar pentru pregătirea microschemelor, de aceea aici nu se va da descrierea acestor procedee. În tehnica circuitelor peliculare se întrebuințează, atît procedeul depunerii catodice și pulverizării în plasmă, cît și evaporarea termică în vid. În ultimul timp însă, datorită simplității lui și altor avantaje, procedeul evaporării în vid se aplică din ce în ce mai mult.

9.1.1.1. Evaporarea termică în vid a substanțelor solide

În principiu, evaporarea termică în vid poate fi aplicată pentru toate substanțele solide. Această metodă permite obținerea straturilor subțiri metalice, semiconductoare, dielectrice etc. De asemenea, pot fi supuse evaporării termice în vid unele substanțe organice, cum și diferite lacuri de protecție organice sau semiorganice.

Scanned with CamScanner

În cazul compușilor binari, straturile subțiri pot fi obținute prin directa evaporare a substanței masive inițiale (sub formă de conglomerat cristalin, praf, monocristal) sau prin evaporarea elementelor componente, separat, din două cuptoare evaporatoare vecine, după metoda Vekșinski [52]. Pregătirea straturilor subțiri prin metoda Vekșinski este legată de o serie de greutăți, întrucît elementele separate ale combinației chimice date se evaporă în mod diferit, iar compoziția stratului subțire obținut poate diferi — uneori foarte mult — de compoziția stoichiometrică a compusului. În tehnica semiconductorilor, cum și în unele cercetări metalografice de foarte multe ori acest dezavantaj are un rol pozitiv : procedeul amintit (Vekșinski) permite obținerea straturilor subțiri cu compoziție variabilă sau care conțin diferite cantități controlate de impurități introduse anume în strat în momentul evaporării. Straturile subțiri, avînd o compoziție variabilă, pot fi obținute, de asemenea, prin evaporare directă dintr-un singur cuptor a substanței inițiale. În acest caz, devierea compoziției stratului de la cea stoichiometrică este controlată cu ajutorul temperaturii cuptorului evaporator, al temperaturii de încălzire prealabile a suportului în momentul depunerii pe el a stratului subțire, al distanței de la evaporator la suport. Impuritățile necesare sînt introduse în stratul semiconductor prin evaporarea lor din cuptorașe separate, în același timp cu evaporarea substanței de bază.

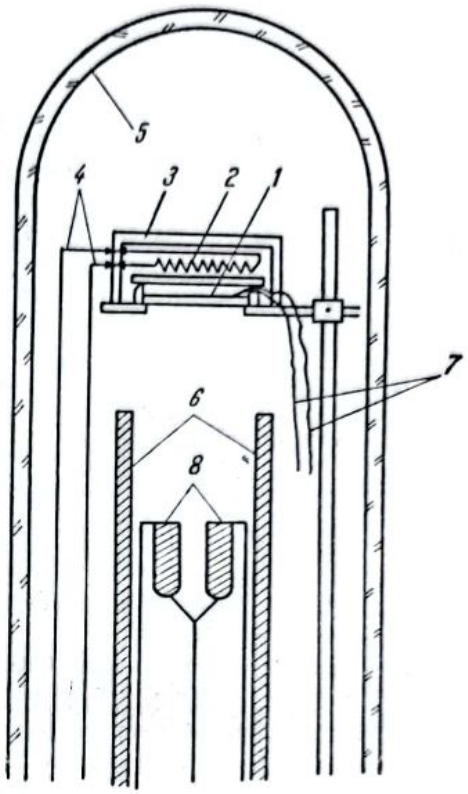


Fig. 191. — Schema unei camere de evaporare din sticlă—molibden.

Depunerea în vid a straturilor subțiri se face cu ajutorul unor instalații speciale de vid. Schema simplificată a unei camere de evaporare este prezentată în figura 191 [53]. Din figură se vede că această cameră este prevăzută cu două cuptoare de evaporare, ceea ce permite pregătirea straturilor subțiri atît prin evaporarea directă a substanței inițiale (dintr-un singur evaporator), cît și după metoda Vekșinski (din elementele componente). În cazul evaporării elementelor simple ca Ge, Si, Te, Cd etc. se întrebuințează numai un singur evaporator. Din celălalt se pot evapora alte diferite materiale care au rolul de impurități. Evident că numărul cuptorașelor evaporatoare poate fi mărit, de asemenea, ele pot fi separate unul de altul prin ecrane speciale etc. Camerele moderne de evaporare sub vid sînt prevăzute cu diferite dispozitive speciale care permit evaporări succesive pe un singur suport, acesta fiind transportat succesiv deasupra fiecărui evaporator. De asemenea, există dispozitive

Scanned with CamScanner

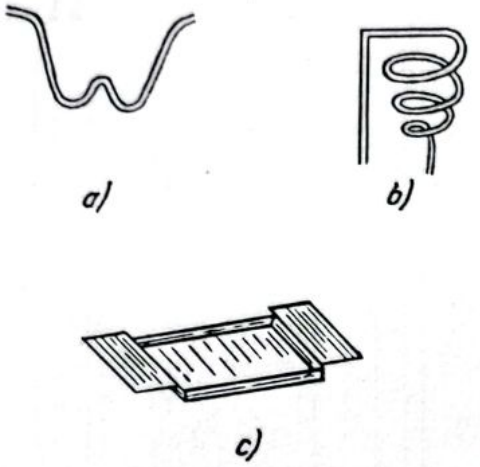


Fig. 192. — Diferite tipuri de evaporatoare:

a — sîrmă de wolfram în formă de *W*; *b* — cuptoraş spiralat; *c* — tăviţă din tantal sau wolfram pentru evaporarea uniformă a substanţelor sub formă de pulbere.

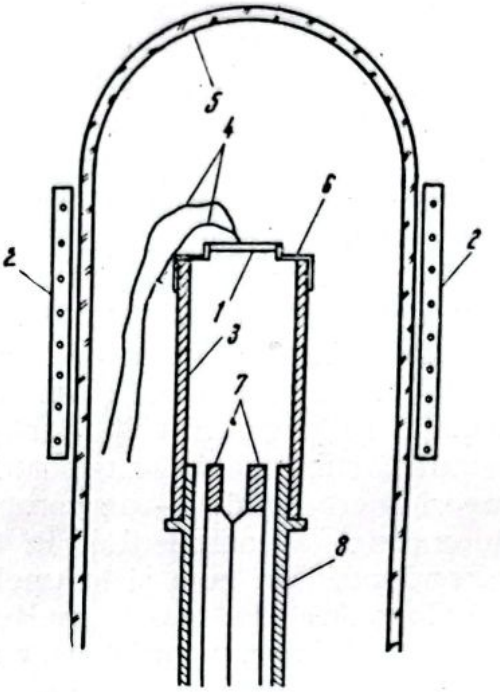


Fig. 193. — Schema unei camere de evaporare din sticlă de cuarţ.

care permit evaporări sub diferite unghiuri, evaporări în cîmpuri magnetice sau electrice, la temperaturi joase de condensare (77°K) etc.

De obicei, temperaturile cuptoraşelor sînt controlate cu ajutorul termocuplelor. Suportul pe care se va condensa stratul subţire poate fi încălzit pînă la diferite temperaturi cu ajutorul unui cuptor special 2 (fig. 191). Există camere de evaporare construite din cuarţ, care au asigurată încălzirea suportului cu ajutorul unui cuptor exterior (fig. 193) [53]. De asemenea, încălzirea cuptoraşelor evaporatoare poate fi făcută cu ajutorul unui fascicul ionic sau electronic (fig. 194), sau din exterior pe cale termică ori prin curenţi de înaltă frecvenţă. Astfel, sînt excluse aproape complet detaliile metalice din interiorul camerei de evaporare, care produc, de obicei, multe gaze în timpul evaporării sau pot impurifica în mod nedorit stratul subţire obţinut.

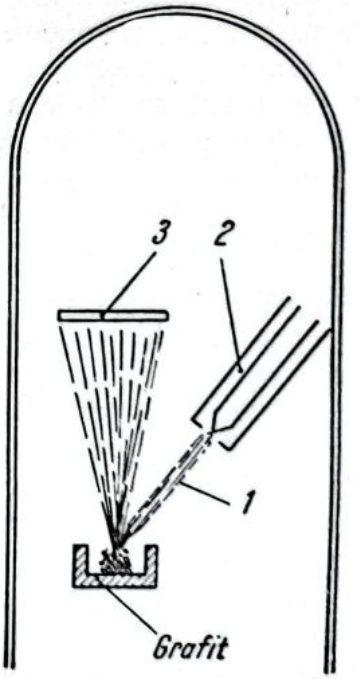


Fig. 194. — Instalaţie de evaporare cu ajutorul fasciculului electronic:

1 — fascicul de electroni; 2 — tun electronic; 3 — suport cu probă.

Scanned with CamScanner

Vidul în instalația de pregătire a straturilor subțiri trebuie să fie suficient de înaintat, astfel ca atomii (moleculele) substanței evaporate să nu sufere ciocniri cu moleculele gazelor reziduale, atunci cînd se îndreaptă spre suportul condensator. Conform teoriei cinetice a gazelor, drumul liber al unei molecule de diametru δ este invers proporțional cu presiunea gazului :

$$l = \frac{1}{\pi\sqrt{2}\, n\delta^2} = \frac{m\overline{v^2}}{3\sqrt{2}\,\pi\delta p} \qquad 9.1.1$$

unde n este numărul moleculelor, $\overline{v^2}$ — viteza medie pătratică a lor, p — presiunea. Dacă se consideră că molecula de aer ar avea un diametru aproximativ $\delta = 3.10^{-8}$ cm și $n = 2{,}7.10^{-19}$ la temperatura de 0°C și la presiunea de 760 mm (numărul lui Loschmidt) atunci l capătă valoarea de $7{,}2.10^{-6}$ cm. În tabelul 5 sînt date valorile medii ale drumului liber al moleculelor de aer pentru diferite presiuni în instalația de vid [50]. Din tabelul 5 rezultă că pentru pregătirea straturilor subțiri prin

Tabelul 5

Drumul liber mijlociu al moleculelor de aer

p, torr	760	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}
l, cm	$7{,}2.10^{-6}$	0,0547	0,547	5,47	54,7	547	5 470

evaporarea substanțelor în vid este necesar un vid de 10^{-3}—10^{-4} mm Hg cînd moleculele (sau atomii) substanței evaporate se propagă rectiliniu sub formă de raze moleculare (atomice) analoage razelor de lumină. În acest caz fasciculul molecular (atomic) de particule este supus legilor lui Lambert :

1) intensitatea de emisie sub un unghi ψ față de normală la planul de emisie este direct proporțional cu $\cos\psi$;

2) radiația — în cazul evaporării în vid — cantitatea de atomi ai substanței evaporate — care timp de o secundă cade pe unitatea de suprafață, în cazul izvorului (evaporatorului) punctual, este invers proporțională cu pătratul distanței de la izvor la suprafața iradiată (în cazul de față distanța de la evaporator pînă la suport).

Aplicate la mișcarea fasciculelor moleculare (atomice) legile lui Lambert poartă numele de legile lui Knudsen. Ele se aplică în cazul evaporării substanțelor în vid, cînd presiunea în instalație atinge valoarea de 10^{-3}—10^{-4} mm Hg și mișcarea atomilor (moleculelor) substanței evaporate poate fi socotită rectilinie, sub formă de fascicule atomice (moleculare). În tehnica semiconductorilor însă, vidul de 10^{-3}—10^{-4} mm Hg nu e socotit întotdeauna ca optimal. Într-adevăr la presiunea de 10^{-3}—10^{-4} mm Hg, în instalația de evaporare se află o cantitate suficientă de oxigen (din aer) care poate avea o acțiune puternică asupra

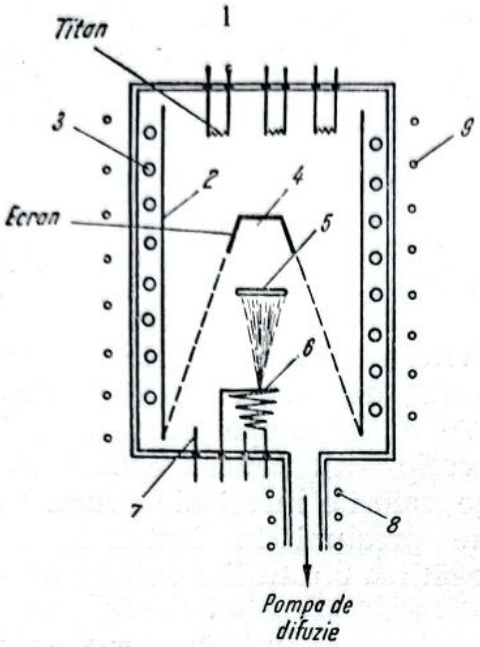


Fig. 195. — Instalaţie de evaporare cu vid ultraînalt (explicaţiile reperelor se găsesc în text).

stratului subţire în momentul formării sale. Avînd în vedere şi alte considerente de ordin practic, se impune ca în timpul evaporării, vidul în instalaţie să fie cel puţin mai bun decît 5.10^{-4} mm Hg. Vidul se realizează cu ajutorul pompelor mecanice de vid preliminar (pînă la 10^{-2}—10^{-3} Torr) după care se introduc în funcţiune pompele de difuzie cu ulei * care permit realizarea vidului înalt (pînă la 10^{-6}—10^{-7} Torr). În anumite domenii speciale (studiul lucrurilor de extracţie, în microelectronică etc.), este necesară realizarea vidului ultraînalt de 10^{-10}—10^{-11} Torr şi chiar mai mult. În acest scop se folosesc pompe speciale ca pompe criogenice (cu azot lichid sau alţi refrigerenţi), pompe ionice, pompe cu gheteri, pompe cu evaporare de titan, pompe combinate (ghetero-ionice, criogenice — cu evaporare de titan etc.) pompe moleculare sau turbomoleculare, pompe cu descărcare în gaze în cîmp magnetic etc. Datorită proprietăţilor absorbante şi adsorbante ale titanului care formează combinaţii stabile (în stare solidă la temperatura camerei) cu multe feluri de gaze conţinute în camera de evaporare, acest material este folosit pentru obţinerea vacuumului ultraînalt. În cele mai multe cazuri pompele cu titan sînt combinate cu alte mijloace de obţinere a vacuumului. Se poate imagina, de exemplu, următoarea instalaţie de obţinere a straturilor subţiri, în vacuum ultraînalt obţinut prin folosirea unor metode combinate de pompare (fig. 195) **.

Etapele de realizare a vidului ultraînalt cu ajutorul instalaţiei a cărei schemă este dată în figura 195, sînt următoarele : Mai întîi se realizează vidul preliminar (10^{-2}—10^{-3} Torr) cu ajutorul pompei rotative cu ulei, după care se introduce în funcţiune pompa de difuzie care funcţionează cu ulei silicon avînd presiune foarte mică de vapori. Folosirea uleiurilor silicon permite realizarea unei mari rarefieri în camera de vid (de ordinul a 10^{-6}—5.10^{-7} Torr), iar a uleiurilor speciale siliconice DC-705 (pentafenilmetilxiloxan) avînd presiunea vaporilor de 3.10^{-10} Torr (la temperatura camerei), permite realizarea unei presiuni extrem de scăzute şi anume de ordinul a 10^{-8}—10^{-9} Torr. După obţinerea vacuumului înalt de 10^{-6} sau 10^{-8}—10^{-9} Torr (în funcţie de lichidul folosit în

* Primele pompe de difuzie au avut ca lichid de lucru mercurul. Acum se folosesc mai mult pompe de difuzie din metal, avînd ca lichid de lucru uleiuri speciale cu tensiuni de vapori foarte scăzute (vezi BM-1 sau uleiuri pe bază de siliconi etc.).

** Schema unei astfel de instalaţii a fost concepută şi realizată de autor [1973].

Scanned with CamScanner

pompele de difuzie) se introduce azot lichid în capcana 8 ceea ce conduce la îmbunătățirea vacuumului cu încă un ordin de mărime. În cazul folosirii xiloxanului DC-705 se poate obține 10^{-10} și chiar 10^{-11} Torr ceea ce face inutilă folosirea evaporării suplimentare de titan. În cazul folosirii uleiurilor obișnuite (BM-1, BM-5, uleiurilor silicon) cu ajutorul capcanelor de azot lichid se poate obține o presiune scăzută de ordinul a 10^{-7}—$9 \cdot 10^{-8}$ Torr (în funcție de calitatea uleiului, de durata de pompare etc.). Următoarea etapă constă în degazarea camerei de evaporare prin încălzirea ei la o temperatură de 300—350°C timp de 60—120 minute. Încălzirea se face cu ajutorul cuptoarelor electrice cu rezistență dispuse fie în exteriorul *9*, fie în interiorul camerei de lucru, fie prin folosirea ambelor cuptoare. În timpul degazării se dă drumul apei de răcire prin conductele dispuse în jurul trecerilor electrice 7 din cele două flanșe care alcătuiesc fundul superior și respectiv inferior ale camerei de lucru, cum și în regiunea garniturii principale de vid. Garnitura de vid principală, cum și garniturile de vid ale trecerilor electrice vor fi confecționate din material care poate rezista la 100—200°C cum este de exemplu teflonul. În timpul degazării, vidul în instalație va scade simțitor, dar după întreruperea încălzirii va reveni la valoarea sa inițială. După o pompare îndelungată vidul în instalația degazată poate atinge chiar 10^{-8} Torr. Urmează introducerea azotului lichid în serpentina *3* ceea ce conduce la îmbunătățirea vacuumului cu aproximativ încă un ordin de mărime. După multe ore de pompare (10—20 ore) se trece la evaporarea titanului cu ajutorul evaporatoarelor, *1*. Datorită „farfuriei" *4*, titanul nu se va depune în regiunea centrală de lucru în care se află evaporatorul *6* și suportul de condensare *5*, ci numai pe pereții cilindrului de oțel inoxidabil *2* răciți la temperatura azotului lichid (—196°C).

Prin încălzire în vid, la început substanța de evaporare se topește, apoi se transformă în vapori *. Temperatura pentru care presiunea vaporilor atinge valoarea 10^{-2} mm Hg s-a convenit să fie numită temperatura de evaporare a substanței date [54]. Viteza de evaporare este definită ca fiind dată de cantitatea de material evaporată într-o secundă de pe un centimetru pătrat al suprafeței evaporatorului. Ea poate fi determinată cu ajutorul relației :

$$w = 0{,}0585 \cdot p \sqrt{\frac{M}{T}}. \qquad 9.1.2$$

Dacă se consideră că presiunea vaporilor saturați este de 10^{-2} mm Hg (adică tocmai presiunea vaporilor pentru temperatura de evaporare), atunci viteza de evaporare se poate exprima prin formula :

$$w = 6 \cdot 10^{-4} \sqrt{\frac{M}{T}} \qquad 9.1.3$$

*. Unele materiale (Zn, Cd) prin încălzire trec direct în stare de vapori.

Scanned with CamScanner

unde M este masa moleculară a substanței evaporate. Se vede că viteza de evaporare depinde de natura substanței care este evaporată.

Evaporarea în vid a substanțelor binare reprezintă un proces mai complex, deoarece compoziția stratului subțire obținut poate diferi foarte mult de compoziția substanței inițiale. Evident că, în cazul aliajelor (sau compușilor) care nu disociază în domeniul temperaturilor de evaporare, iar elementele componente au viteze de evaporare apropiate, se pot obține straturi subțiri a căror compoziție este foarte apropiată de compoziția substanței inițiale. În acest caz temperatura suportului condensator nu are un rol esențial în ceea ce privește compoziția stratului. Această temperatură însă trebuie să fie suficient de ridicată, astfel încît suprafața fierbinte a suportului să reflecte înapoi impuritățile nedorite care ar putea intra în strat [53]. În cazul aliajelor (compușilor) constituite din elemente care au viteze de evaporare diferite, pentru obținerea peliculelor de compoziție stoichiometrică se recomandă evaporarea componentelor separate din diferite evaporatoare (metoda Vekșinski) sau evaporarea compusului inițial la temperaturi ridicate ale evaporatorului și suportului (metoda celor trei temperaturi). În acest caz, temperatura suportului are un rol hotărîtor pentru dirijarea compoziției stratului subțire. Se presupune, de exemplu, că din cuptorașe separate (Vekșinski) se evaporă componentele A și B, care formează pe suprafața încălzită a suportului compusul binar AB *. Se mai presupune că o componentă, de exemplu A, este mult mai volatilă decît componenta B, în plus, că pentru temperatura de încălzire prealabilă a suportului egală cu T_A, componenta A este reflectată complet de către suprafața fierbinte a suportului (evaporare secundară a componentei A de pe suportul foarte fierbinte). Componenta B este reflectată înapoi de către suport atunci cînd temperatura lui atinge valoarea T_B. Evident că $T_A < T_B$. Dacă temperatura suportului T_s este mult mai mică decît T_A, pe suport se vor condensa atît compusul AB, cît și o oarecare cantitate din elementele componente A și B care nu au reacționat între ele [55]. Dacă $T_s \geqslant T_A$, pe suprafața fierbinte a suportului se vor condensa AB+B. Pentru $T_s \geqslant T_B$ va avea loc reflectarea înapoi de pe suport nu numai a componentei A, dar și a componentei B ; pe suport se va depune numai produsul AB. Deci pentru temperaturi ale suportului :

$$T_s > T_B > T_A$$

pot fi obținute straturi subțiri care au compoziția apropiată de cea stoichiometrică. Knudsen [56] a denumit temperaturile T_A și T_B temperaturi critice ale elementelor A și B. Dacă temperatura suportului este superioară temperaturilor critice, atunci atomii componentelor substanței care este evaporată vor fi reflectați în întregime de către suprafața fierbinte a suportului-condensator.

* Raționamentul este perfect valabil și în cazul evaporării dintr-un singur cuptor a substanțelor binare AB care fracționează în domeniul temperaturii de evaporare, dînd naștere componentelor A și B.

Scanned with CamScanner

Knudsen şi Wood [57] au considerat că temperatura critică depinde numai de natura substanţei evaporate. Cercetările ulterioare au arătat însă că temperatura critică pentru fiecare substanţă, depinde în mod esenţial şi de natura suportului pe care se va depune pelicula, de gradul său de curăţenie, de intensitatea (densitatea) fasciculului atomic (molecular) care cade pe suport etc. [58]. Temperatura critică creşte atunci cînd creşte densitatea fasciculului incident, adică atunci cînd se măreşte viteza de evaporare a substanţei.

Calitatea şi stabilitatea mecanică (duritatea) peliculelor obţinute depind atît de natura suportului, de gradul lui de curăţenie, cît şi de prelucrarea termică în vid a peliculei imediat după prepararea ei. Pentru unele metale şi aliaje, spre deosebire de cazul cînd se folosesc suporţi din sticlă, temperatura critică creşte dacă se întrebuinţează suporţi de cuarţ pentru una şi aceeaşi intensitate a fasciculului incident [53]. După datele lucrării [54], în tabelul 6 se dau unele temperaturi critice pentru diferite metale.

Experienţe numeroase au arătat că atomii unor metale (cadmiu, magneziu, zinc) sînt reflectate înapoi de către suprafeţele reci (avînd temperaturi mai mici decît —78°C) ale suporţilor (tabelul 6). Este suficientă însă o uşoară murdărire a suprafeţei suportului de sticlă cu atomii unui oarecare metal sau metaloid, de exemplu, Cu, Te, Se etc. pentru ca să înceapă condensarea puternică a metalelor amintite (Cd, Mg, Zn) chiar pentru temperaturi ridicate (mai mari decît temperatura camerei) ale suportului condensator [53]. Acest exemplu arată cît de mare importanţă are gradul de curăţenie a suprafeţei de condensare. De obicei, peliculele foarte subţiri de acizi graşi care se află pe suprafaţa suportului condensator sînt îndepărtate cu ajutorul acizilor azotic sau clorhidric concentraţi, după care suprafaţa condensatorului este spălată cu apă distilată, sulfură de carbon şi spirt rafinat. Pentru înlăturarea gazelor adsorbite, suporţii spălaţi sînt degazaţi prin bombardament ionic sau electronic, sau prin tratare termică în vid la temperaturi ridicate. Experienţele au arătat, că în acest caz se obţin pelicule cu rezistenţă mecanică mare, bine legate de suport şi cu o structură cristalină foarte bună

Tabelul 6

Temperaturile critice şi temperaturile de fierbere ale cîtorva substanţe

Substanţa	Temperatura critică a condensatorului °C	Temperatura de fierbere pentru 760 mm col. Hg. °C
Mercur	— 130 ÷ — 140	357
Zinc	— 183 ÷ — 78	910
Cadmiu	— 183 ÷ — 78	767
Magneziu	— 183 ÷ — 78	1 100
Cupru	350 ÷ 575	2 650
Argint	peste 575	2 180

Scanned with CamScanner

(dacă celelalte condiţii necesare sînt riguros respectate în cazul cînd substanţa evaporată are structura cristalină) [59].

În scopul eliminării influenţei gazelor reziduale care pot reacţiona cu pelicula în formare se foloseşte un vid cît mai înalt posibil, sau procedeul evaporării substanţelor în atmosferă de gaz inert. Un grad înalt de curăţenie în timpul evaporării se obţine folosind metode moderne de evaporare ca cele cu bombardament ionic sau electronic, sau cu curenţi de înaltă frecvenţă. În figura 194 este reprezentată o instalaţie de evaporare în vid cu ajutorul fasciculului de electroni 1 generat de tunul electronic 2.

Procesul de creştere a straturilor subţiri, cum şi diferite proprietăţi fizico-chimice şi structurale ale peliculelor obţinute au fost studiate de foarte mulţi cercetători (v. bibliografia de la sfîrşitul cărţii). În multe lucrări s-a încercat explicarea deosebirilor care existau între proprietăţile straturilor subţiri şi proprietăţile substanţei sub formă „masivă" (praf, conglomerat etc.) din care erau obţinute peliculele respective [60], [61]. În lucrările amintite însă puteau fi întîlnite multe contradicţii între datele experimentale ale diferiţilor autori, cît şi între diferitele teorii construite pe baza acestor date experimentale. Majoritatea cercetătorilor au explicat deosebirile dintre proprietăţile straturilor subţiri şi proprietăţile substanţei masive iniţiale prin deosebirile dintre structura straturilor subţiri şi structura materialului din care erau obţinute respectivele straturi. Deosebirile de structură însă n-au fost pe deplin elucidate şi nici cît de cît sistematic studiate. Multele contradicţii care se întîlnesc între proprietăţile straturilor subţiri şi proprietăţile substanţei sub formă masivă sînt atribuite unor aşa-numite anomalii care ar fi caracteristice numai straturilor subţiri. De aici a rezultat o oarecare neîncredere în straturile subţiri, iar posibilităţile de aplicare practică a lor în diferite ramuri ale ştiinţei şi tehnicii au fost privite cu un oarecare scepticism.

Deosebirile şi contradicţiile care există între proprietăţile fizice ale straturilor subţiri obţinute de diferiţi cercetători pot fi justificate şi explicate prin deosebirile dintre metodele şi condiţiile experimentale de pregătire a straturilor subţiri [62]. Unii cercetători au studiat numai structura cristalină sau unele dintre proprietăţile straturilor subţiri obţinute. Alţii au studiat alte proprietăţi fizice ale peliculelor subţiri ale aceleiaşi substanţe, obţinute însă prin metode şi condiţii experimentale diferite. Ca atare, nu se putea face vreo comparaţie sau vreo suprapunere a datelor experimentale obţinute în procesul de creştere, a diferitelor proprietăţi ale straturilor subţiri pregătite în condiţii diferite. De aici rezultă ipoteza plauzibilă că „anomaliile" proprietăţilor straturilor subţiri nu sînt, în general (pot fi excepţii, mai ales în cazul metalelor), caracteristice peliculelor subţiri, ci mai degrabă apar ca rezultat al unor cercetări parţiale şi nesistematice în care nu s-a ţinut aproape deloc seama de influenţa considerabilă a condiţiilor de pregătire a straturilor subţiri asupra structurii şi proprietăţilor lor fizice. Trebuie însă recunoscut şi

Scanned with CamScanner

faptul că structura cristalină, compoziția (în cazul substanțelor compuse) și proprietățile fizico-chimice ale straturilor subțiri depind mai mult sau mai puțin de un număr impresionabil de factori tehnologici ; luarea în considerare a tuturor acestor factori care de cele mai multe ori se află într-o strînsă interdependență — pare la prima vedere imposibilă ; posibilitățile tehnice moderne însă sînt pe cale să elimine aproape complet aceste greutăți experimentale, deschizînd un drum larg cercetării sistematice și aplicațiilor practice ale straturilor subțiri.

Cîteva mărimi fizice, de exemplu, cele legate de fenomenele de transport ale purtătorilor de sarcini în interiorul corpului solid, comportă diferite particularități specifice într-adevăr numai straturilor subțiri. De exemplu, se știe că, atît pentru semiconductori cît și pentru metale rezistența specifică a straturilor lor subțiri crește puternic odată cu scăderea grosimii stratului. O asemenea dependență este explicată de Thomson [63] prin micșorarea drumului liber al purtătorilor de sarcini ca rezultat al ciocnirii lor de cele două suprafețe ale stratului subțire. Datele experimentale însă nu satisfac destul de mulțumitor formula introdusă de Thomson pentru dependența $\rho = f(d)$ mai ales în domeniul grosimilor foarte mici ale straturilor. De asemenea, formulele introduse de alți cercetători [64, 65] n-au concordat complet cu rezultatele experimentale. Într-o mare măsură neconcordanța poate fi explicată prin aceea că, atunci cînd au fost propuse aceste formule, nu s-a putut lua complet în considerare o serie de factori tehnologici care exercitau o influență puternică asupra proprietăților fizice ale straturilor subțiri. Majoritatea cercetărilor experimentale și teoretice au arătat că asupra structurii și proprietăților fizice ale straturilor subțiri influențează puternic atît temperatura suportului condensator, cît și temperatura la care are loc evaporarea; influențe mari, pot avea, de asemenea, și alți factori, ca natura suportului, gradul de curățenie a suprafeței de condensare, mediul în care are loc condensarea, viteza și direcția fasciculelor atomice (moleculare) etc.

9.1.1.2. Teoria formării straturilor subțiri pe suportul-condensor. Structura și proprietățile fizice ale straturilor subțiri metalice și semiconductoare au fost studiate într-un număr mare de lucrări. În foarte multe lucrări procesul de formare a straturilor subțiri este explicat din punctul de vedere al teoriei adsorbției, elaborată de Frenkel [68] și dezvoltată ulterior de Șalnikov [60], Vekșinski [52] și alții.

Teoria lui Frenkel asupra procesului de formare a straturilor subțiri are la bază următoarele ipoteze :

1) atomii substanței evaporate lovindu-se de suprafața suportului pe care are loc condensarea, se mențin pe această suprafață un mic interval de timp, mișcîndu-se încontinuu pe suport în mod analog unui gaz în două dimensiuni (așa-numita migrație a atomilor), apoi din nou pot să se evapore de pe suprafața suportului ;

2) în mișcarea lor pe suprafața suportului, atomii adsorbiți se întîlnesc cu alți atomi și formează dubleți (centre de mare stabilitate formate din doi atomi adsorbiți) ;

Scanned with CamScanner

3) cînd fasciculul atomic (molecular) incident are o mare densitate, el reţine şi întoarce înapoi pe suport particulele care s-au evaporat de pe suprafaţa fierbinte a acestuia şi, împreună cu ele, formează pe suprafaţa suportului nuclee de condensare, reţinînd puternic toţi atomii care vin mai tîrziu pe suport. De aceea prin mărirea densităţii fasciculului atomic (molecular) incident, se măreşte şi temperatura critică a suportului pentru substanţa care se evaporă.

Pe baza datelor experimentale, Şalnikov (1938) a formulat următoarele ipoteze asupra procesului de formare a straturilor subţiri : la început atomii (moleculele) substanţei evaporate, care au căzut împrăştiindu-se pe suprafaţa suportului, sînt separaţi între ei, deci rezistenţa electrică a stratului care ia naştere are o valoare aproape infinit de mare. În acest moment nu s-au format încă cristalele elementare din care este constituit stratul subţire şi, conform teoriei lui Frenkel, atomii condensaţi pot fi consideraţi ca un gaz metalic adsorbit de suprafaţa suportului. Datorită migraţiei atomilor pe suprafaţa condensatorului (Frenkel) are loc gruparea atomilor în centre de condensare, care în decursul timpului se măresc şi se transformă în grăunţe. Aceste grăunţe se măresc şi între ele se formează contacte-punţi, atunci cînd grosimea peliculei atinge, de exemplu, valoarea de $\approx 8 \cdot 10^{-7}$ cm. În acest moment se observă brusca micşorare a rezistenţei specifice a stratului, are loc transformarea fazei amorfe în fază cristalină. În general, aceste consideraţii nu se deosebesc de cele făcute de Frenkel.

După cum s-a mai amintit condensarea este posibilă numai dacă substratul este încălzit la temperaturi nu mai mari decît cea critică. Gazele adsorbite de substrat pot influenţa considerabil gradul de condensare, cum şi proprietăţile viitoarei pelicule. Interacţiunea substanţei condensate poate să fie chimică (hemoadsorbţie) sau de natură fizică — adsorbţia. De obicei se folosesc suporţi care să nu reacţioneze cu materialul condensat, aşa că primul tip de interacţiune are o pondere minimă.

Datorită marei mobilităţi a atomilor căzuţi pe substrat, aceştia pot să părăsească suprafaţa acestuia, mai ales dacă substratul este încălzit la temperatură ridicată („evaporare“ secundară). Dacă θ — reprezintă numărul atomilor rămaşi pe suport şi N — numărul total de atomi care lovesc suportul, atunci gradul de condensare al peliculei este dat de raportul :

$$k = \frac{\theta}{N} \qquad 9.1.4$$

care poartă numele de coeficient de condensaţie. Acest coeficient este egal cu unitatea, pentru condensaţia unui metal pe acelaşi metal, este mai mic decît unitatea pentru pelicule subţiri şi creşte odată cu creşterea grosimii peliculei şi scăderea temperaturii substratului.

Pentru descrierea procesului de formare a peliculelor compuşilor semiconductori care disociază puternic în domeniul temperaturilor de evaporare (cazul compuşilor A^2B^6), în lucrarea [81] se propune folosirea modelului unui amestec de două gaze (în două dimensiuni) care inter-

Scanned with CamScanner

acționează între ele la suprafața fierbinte a suportului. Pornind de la expresiile concentrațiilor atomilor adsorbiți ai celor două componente, expresii introduse de [82] :

$$\sigma_1 = \frac{\sigma_0 k_1 p_1}{1 + k_1 p_1 + k_2 p_2} \qquad 9.1.5$$

$$\sigma_1 = \frac{\sigma_0 k_2 p_2}{1 + k_1 p_1 + k_2 p_2} \qquad 9.1.6$$

autorii [81] au găsit viteza de creștere a stratului subțire pentru diferite situații determinate de raportul care există între caracteristicile celor două componente. În formulele 9.1.5 și 9.1.6, σ_0 — reprezintă numărul atomilor necesar pentru umplerea unității de suprafață, $p_{1,2}$ — presiunea componentelor în fluxul atomo-molecular incident pe suport, constantele $k_{1,2}$ sînt definite prin relația :

$$k_{1,2} = N\tau_{1,2} / (2\pi M_{1,2} RT_{1,2})^{1/2} \sigma_0 \qquad 9.1.7$$

în care :

$$\tau_i = \tau_0 \, e^{\frac{Q_i}{RT}} \quad (i = 1,2) \qquad 9.1.8$$

reprezintă timpul de adsorbție. În expresiile 9.1.7, 9.1.8, T reprezintă temperatura suportului, T_i — temperatura vaporilor componentelor A sau B, Q_i — energia adsorbției atomilor A sau B, M_i — masele atomice ale componentelor, N — numărul lui Avogadro, R — constanta gazelor.

Ținînd seama de relațiile 9.1.7 și 9.1.8 se poate scrie raportul concentrațiilor atomilor adsorbiți pe suport :

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \left(\frac{M_2 T_2}{M_1 T_1}\right)^{1/2} \left(\frac{p_1}{p_2}\right) e^{\frac{Q_1 - Q_2}{RT}} . \qquad 9.1.9$$

Pentru majoritatea compușilor semiconductori de tipul A^2B^6 se poate aproxima că :

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \approx \frac{p_1}{p_2} e^{\frac{Q_1 - Q_2}{RT}} . \qquad 9.1.10$$

Din relațiile 9.1.5—9.1.9 rezultă că compoziția gazului în două dimensiuni de la suprafața suportului este determinată atît de compoziția fasciculului incident, cît și de energiile de adsorbție ale fiecărui component, cum și de temperatura suportului. Din relația 9.1.9 rezultă că pentru compușii semiconductori de tipul A^2B^6, compoziția gazului bidimensional va corespunde celei stoichiometrice, dacă este îndeplinită condiția (vezi [81]) :

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{M_1 T_1}{M_2 T_2}\right)^{1/2} e^{\frac{Q_2 - Q_1}{RT}} . \qquad 9.1.11$$

Scanned with CamScanner

Alte concluzii ale lucrării [81] obținute pe baza interpretării relațiilor precedente sînt următoarele :

— cu mărirea temperaturii suportului, termenul exponențial tinde spre unitate, iar concentrațiile σ_1 și σ_2 devin egale, astfel încît pentru $p_1 = p_2$ compoziția gazului bidimensional se apropie de cea stoichiometrică ;

— variațiile locale ale energiei adsorbției vaporilor de-a lungul suportului pot conduce la variații însemnate ale compoziției gazului bidimensional și ca atare la o compoziție neuniformă a peliculei.

Viteza de creștere a stratului subțire w este determinată de viteza reacției de sinteză a compusului la suprafața suportului. Pentru reacția bimoleculară se poate scrie [81] :

$$w = k\,\sigma_1\,\sigma_2 \qquad 9.1.12$$

în care :

$$k = k_0\,e^{-\frac{Q}{RT}}\,; \qquad 9.1.13$$

Q — reprezintă energia de activație pentru reacția de sinteză, iar k_0 este o constantă.

Înlocuind în 9.1.12 expresiile lui σ_1, σ_2 din 9.1.5 și 9.1.6 se obține :

$$w = \frac{\sigma_0^2\,k\,k_1\,k_2\,p_1\,p_2}{(1 + k_1\,p_1 + k_2\,p_2)^2}\,. \qquad 9.1.14$$

care pentru $p_1 = p_2 = p_0$ devine :

$$w = \frac{\sigma_0^2\,k\,k_1\,k_2\,p_0^2}{(1 + k_1\,p_0 + k_2\,p_0)^2} \qquad 9.1.15$$

Relațiile 9.1.14 și 9.1.15 arată cum depinde viteza de creștere a stratului de temperatura suportului și de compoziția vaporilor. Pe baza relației 9.1.15 se pot deosebi două regimuri extreme de creștere a stratului [81].

Dacă :

$$p_0\,(k_1 + k_2) \ll 1 \qquad 9.1.16$$

atunci viteza de creștere a stratului va fi proporțională cu pătratul presiunii vaporilor :

$$w = \sigma_0^2\,k\,k_1\,k_2\,p_0^2\,. \qquad 9.1.17$$

Acest regim, pentru o temperatură dată a suportului, corespunde presiunilor mici ale vaporilor sau vitezelor mici de condensare a peliculei. Condiția 9.1.16 va fi îndeplinită într-un interval mai mare de presiuni, dacă se mărește temperatura suportului, căci în acest caz conform relațiilor 9.1.5 și 9.1.6, constantele k_1 și k_2 se vor micșora.

Dacă :

$$p_0\,(k_1 + k_2) \gg 1 \qquad 9.1.18$$

adică pentru valori mari ale presiunilor p_0 a vaporilor, sau pentru temperaturi mici ale substratului, atunci viteza de creștere a peliculei nu va

Scanned with CamScanner

depinde de presiunea vaporilor din fasciculul incident. În acest caz suprafața stratului este complet saturată cu atomi ai componentelor și concentrația lor la suprafață nu variază dacă se mărește presiunea.

Din relația 9.1.14 se poate determina compoziția vaporilor pentru care viteza de creștere a stratului este maximă. Aceasta va corespunde presiunilor :

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{1 + k_2 p}{1 + k_1 p} \qquad 9.1.19$$

în care $p = p_1 + p_2$ reprezintă presiunea totală a fasciculului de atomi care cad pe suport. În cazul simplu cînd energiile de adsorbție sînt egale adică $k_1 = k_2$, viteza maximă va corespunde compoziției stoichiometrice, adică pentru $p_1 = p_2$. În caz contrar viteza maximă de creștere va corespunde compoziției nestoichiometrice ; astfel, pentru temperaturi mai înalte ale substratului, compoziția stoichiometrică se obține modificînd în sens corespunzător presiunile p_1 și p_2 deasupra suportului de condensare. În cazul cînd Q_1 este mai mare decît Q_2 se va lua $p_1 < p_2$ și invers, pentru una și aceeași temperatură a substratului. Aceasta se poate face prin metoda Vekșinski, evaporînd componentele A și B din cuptoare vecine, la temperaturi de evaporare care să asigure raportul necesar între presiunile parțiale.

Structura și alte proprietăți fizice ale straturilor subțiri depind, de asemenea, și de temperatura de topire a substanței care este evaporată [71], de grosimea stratului, de viteza de evaporare etc. Cercetările experimentale au arătat că, în ceea ce privește dependența structurii straturilor subțiri de temperatura de topire, substanțele pot fi împărțite în trei grupe :

1) elemente care au temperatura de topire mai mare decît 1900°C, de exemplu W, Ir, Rh, Ta etc. După cum au arătat cercetările electronografice, peliculele subțiri obținute sînt formate din cristale fără orientare preferențială, iar grăunțele cristaline sînt foarte mici (mai mici decît 15 Å) ; în această grupă, sub formă de excepții sînt repartizate siliciul și germaniul ;

2) elemente cu temperatura de topire cuprinsă între 600—1900°C de exemplu Au, Cu, Fe, Be etc. ; de asemenea, sub formă de excepție aici sînt repartizate Pb și Sn. Cristalele straturilor subțiri obținute din aceste elemente, nu au orientare preferențială, însă grăunțele cristaline (cristalite) sînt mult mai mari decît în cazul primei grupe ;

3) elementele cu temperatura de topire mai mică decît 650°C sînt repartizate în a treia grupă. Asemenea elemente sînt Sb, In, Zn, Te, Cd etc. Cercetările electronografice arată că, în acest caz straturile subțiri sînt constituite din microcristale mari, orientate în raport cu suprafața suportului de condensare.

Pentru diferite grupe de elemente, influența vitezei de evaporare asupra structurii straturilor subțiri este diferită, ca urmare a gradului diferit de mobilitate a atomilor pe suprafața suportului în timpul condensării.

Scanned with CamScanner

S-a stabilit că, pentru substanțe cu temperaturi de topire joase (grupa a III-a), timpul de mobilitate a atomilor pe suprafața suportului este cu mult mai mare (migrează mai mult timp) decît cel pentru substanțele care au temperaturi de topire ridicate. Astfel, de exemplu, se explică de ce straturile subțiri de zinc și cadmiu (grupa a III-a) nu pot să se formeze în cazul vitezelor mici de evaporare, pe cînd pentru viteze mari de evaporare ele se formează foarte ușor. Probabilitatea particulelor de a se evapora înapoi de pe suportul fierbinte este mai mare în cazul elementelor care au timp mai mare de migrație a atomilor pe suport, de aceea temperatura critică pentru asemenea metale ca Zn, Cd, Mg este foarte joasă. Temperatura critică se mărește odată cu mărirea densității fasciculului atomic (molecular), adică odată cu mărirea vitezei de evaporare.

Cercetări mai recente [53, 66, 67, 69, 70, 72—78] au arătat că structura cristalină și implicit și proprietățile fizico-chimice ale compușilor semiconductori sub formă de straturi subțiri, depind de gradul de abatere a compoziției acestora de la compoziția stoichiometrică. Influența stoichiometriei asupra structurii cristaline a straturilor subțiri se manifestă în mod deosebit mai ales la combinațiile binare dintre un metal și metaloid și în care metaloidul se află în surplus față de metal [67, 69, 56, 77]. La compuși semiconductori de tipul A^2B^6, ca de exemplu ZnTe, CdTe etc., structura cristalină a straturilor lor subțiri este puternic influențată de variația conținutului relativ al componentelor metalice și nemetalice în rețeaua cristalină, în momentul cristalizării. În prezența unui mare surplus de atomi nemetalici cresc exclusiv numai cristalite cu structură cubică ; dacă în momentul evaporării se evaporă suplimentar atomii componentei metalice, în aceleași condiții experimentale iau naștere și cresc cristale cu structură exagonală [67, 56, 77]. Astfel metoda variației compoziției stoichiometrice în timpul cristalizării permite dirijarea structurii cristaline făcînd posibilă obținerea compușilor semiconductori cu structuri cristaline, deci și cu proprietăți electrofizice apriori date.

În funcție de condițiile concrete de obținere a straturilor subțiri, de natura suportului și substanței evaporate, se pot obține fie straturi subțiri amorfe, policristaline cu cristalite neorientate, cu textură (avînd cristalite orientate) și monocristaline. Straturile subțiri monocristaline, cum și cele care conțin cristalite orientate vor fi analizate în paragraful care se referă la creșterea epitaxială.

9.2. Obținerea straturilor subțiri prin pulverizarea catodică și pulverizare în plasmă

Pentru depunerea straturilor subțiri prin pulverizare catodică se folosește fenomenul întîlnit la descărcările electrice în gaze, acela de distrugere a catodului sub acțiunea bombardării acestuia cu moleculele ioni-

Scanned with CamScanner

zate ale gazului din incinta de descărcare [95, 96]. Din catodul bombardat zboară atomi în toate direcțiile deasupra catodului și pot ajunge pe substratul așezat la o distanță adecvată. Presiunea gazului în camera de descărcare trebuie să nu fie prea mare, astfel încît atomii pulverizați să nu se întoarcă înapoi spre catod datorită ciocnirilor cu moleculele de gaz și să ducă astfel la micșorarea aparentă a vitezei de pulverizare *. În lucrarea [97] se redă expresia empirică aproximativă care determină numărul mediu S de atomi pulverizați sub acțiunea unui ion pozitiv incident, în funcție de energia W_{cin} a ionilor :

$$S = C\ (W_{cin} - W^0_{cin}) \qquad 9.2.1$$

în care C și W_{cin} sînt constante caracteristice pentru ionul considerat și suprafața considerată (a catodului). Formula 9.2.1 este valabilă pînă la energii ale ionilor de cîteva mii de electroni-volți. Întrucît numărul S crește odată cu masa ionului incident, se poate presupune că mecanismul fenomenului de pulverizare catodică este de natură termică : datorită temperaturii ridicate, din locul ciocnit are loc o evaporare a atomilor materialului [98].

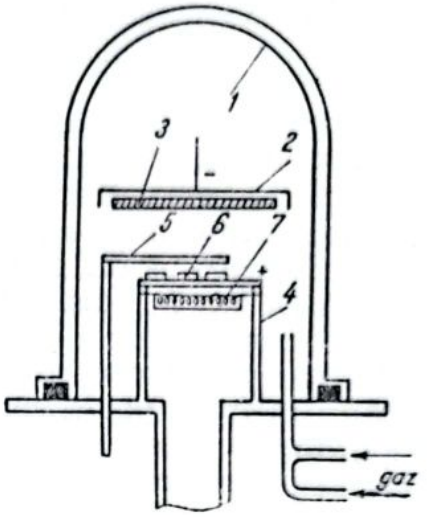


Fig. 196. — Instalație de evaporare prin pulverizare catodică:
1 — clopot de sticlă (sau metalic); 2 — suportul catodului; 3 — catod; 4 — suport de cuarț; 5 — ecran obturator, mobil; 6 — suporți pentru probe; 7 — cuptor de încălzire a suporților.

Schema de principiu a instalației de pregătire a straturilor subțiri prin pulverizare catodică este dată în figura 196. Pe anodul metalic (de obicei un disc de aluminiu) se așază suportul 6 la o distanță bine determinată față de catodul 3. Catodul este confecționat dintr-o plăcuță, rețea sau sită din materialul care trebuie evaporat. Uneori acest material este depus pe catod sub formă de pastă sau prin depunere electrochimică. De obicei polul pozitiv al înaltei tensiuni (care se aplică pe anod) se leagă la masă.

La început, în instalație se face un vacuum înaintat, după care incinta este spălată de cîteva ori cu un gaz inert. Depunerea stratului subțire se face pentru presiuni de ordinul a 10^{-1}—10^{-2} Torr, în aer sau în gaze inerte, de obicei în argon. Presiunea de lucru este astfel aleasă încît spațiul întunecat al descărcării, din apropierea catodului să fie egal cu distanța dintre suport și catod. Fiecare distanță catod-suport, deci și presiunea de lucru — depinde de tensiunea aplicată între anod și catod. De obicei această tensiune este cuprinsă între 1—20 kV. Pentru obținerea unei pelicule cu o bună structură cristalină suportul condensator este încălzit pînă la temperatura adecvată, cu ajutorul cuptorului 7. Trebuie însă să se țină seama că temperatura reală a suportului poate să crească în timpul

* Mai precis, creșterea presiunii gazului poate conduce la scăderea vitezei de condensare a peliculei pe substrat.

Scanned with CamScanner

condensării sub acțiunea bombardamentului particulelor încărcate și a moleculelor de gaz din incintă.

Datorită suprafeței mari a catodului, peliculele obținute prin pulverizare catodică pot avea o mare întindere și o grosime uniformă, în toate punctele suprafeței. Spre deosebire de metoda evaporării termice, prin pulverizare catodică se pot obține straturi subțiri avînd compoziția materialului care a fost evaporat (pulverizat). Metoda permite obținerea straturilor subțiri din materiale greu fuzibile ca tantal, wolfram, molibden, titan etc. În plus, peliculele obținute sînt foarte bine legate de suport, dar conțin, de regulă, o cantitate mai mare de impurități gazoase decît în cazul evaporării termice în vid. Viteza de depunere a straturilor subțiri în cazul pulverizării catodice este mai mică decît cea din cazul evaporării termice.

Pulverizarea catodică se aplică cu mult succes pentru obținerea diferiților oxizi (prin depunere reactivă în atmosferă de oxigen), nitruri etc. În acest scop în incinta de lucru se introduc gazele reactive necesare (oxigen, azot, metan, oxid de carbon etc.)

Datorită marei reactivități pe care o au diferite materiale evaporate prin pulverizare catodică, peliculele respectivelor substanțe prezintă de obicei o mare rezistivitate electrică. Se presupune că atomii de azot și mai ales atomii de oxigen se dizolvă în rețeaua cristalină a peliculei în creștere, dispunîndu-se în interstiții ; în cazul cantităților mai mari de gaz este posibilă formarea de „straturi" izolatoare de oxizi, dispuse în interiorul peliculei, fapt care duce la ridicarea rezistivității acesteia. Raportul dintre cantitățile de metal și de oxid prezente în stratul subțire obținut poate fi reglat variind cantitatea de oxigen introdusă în camera de evaporare. Prin metoda pulverizării catodice reactive pot fi ușor pregătite straturi subțiri ale oxizilor de semiconductori, sulfurilor, seleniurilor etc.

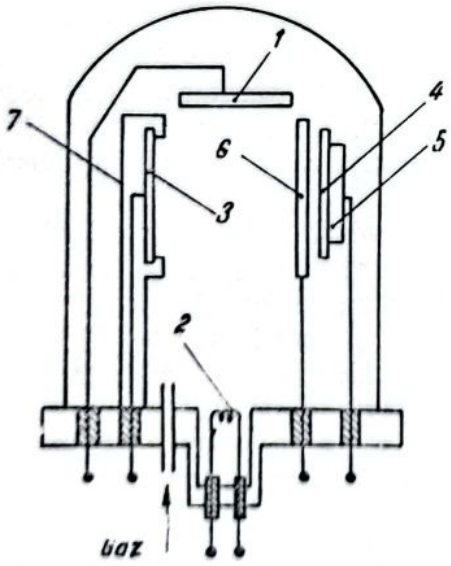


Fig. 197. — Instalație de obținere a straturilor subțiri prin metoda pulverizării în plasmă (explicațiile reperelor se găsesc în text).

O variantă modernă a evaporării substanțelor prin pulverizare catodică este aceea a obținerii peliculelor sub acțiunea ionilor pozitivi din plasma unei descărcări electrice în gaze. În figura 197 este reprezentată schema de principiu a unei instalații pentru evaporarea materialelor în plasmă. Între anodul 1 și catodul incandescent 2 se aplică o diferență de potențial V_{a-c}. Anodul este confecționat dintr-o placă circulară din aluminiu sau fier, catodul — este sub formă de spirală din wolfram. Sursa din care se face evaporarea o constituie electrodul 3, care joacă rolul unei sonde Langmuir și este dispus într-o nișă specială, ecranată cu ecranul 7. Suportul se așază pe electrodul 4, prevăzut cu un cuptor 5 pentru încălzirea su-

Scanned with CamScanner

portului. Ecranul 6 este înlăturat în momentul cînd începe condensarea substanței evaporate.

La început se realizează un vacuum cît mai înalt (10^{-5}—10^{-6} Torr) în camera de evaporare, după care se încălzește puternic catodul și suportul de condensare (pînă la temperatura dorită). Curentul termoelectronic (de emisie) al catodului trebuie să fie suficient de intens (cîțiva amperi pe 1 cm^2), astfel încît să apară o plasmă densă în momentul aplicării tensiunii între anod și catod. După aplicarea tensiunii V_{a-c}, se introduce gaz inert la o presiune de 10^{-4}—10^{-3} Torr. Dacă nu se declanșează descărcarea, se va mări puțin tensiunea V_{a-c} sau se folosește un transformator Tesla de înaltă frecvență. După declanșarea descărcării, curentul în descărcare atinge cîțiva amperi, iar tensiunea la anod scade pînă la 70—50 volți.

Ionii pozitivi de mică energie care apar în plasmă vor bombarda suportul 4, curățind suprafața acestuia de eventualele impurități. După această operație se aplică pe electrodul-sursă, 3, o tensiune negativă ridicată, fapt care conduce la extragerea din plasmă și accelerarea ionilor pozitivi care vor bombarda sursa ducînd la pulverizarea ei, întocmai ca la pulverizarea catodică. Pentru energii mari ale ionilor incidenți, atomii smulși din sursă se vor mișca cu predilecție în direcția perpendiculară pe suprafața catodului-sursă și ca atare majoritatea dintre ei vor ajunge pe suportul 4, așezat față în față cu electrodul 3. Ecranul 6 se deschide în momentul cînd începe condensarea și numai după ce suportul a fost degazat cu ajutorul bombardamentului ionic și încălzit la temperatura dorită. Acest fapt face ca metoda să fie superioară procedeului de pulverizare catodică, la care nu se poate face o degazare a suportului, deoarece atunci cînd începe descărcarea electrică, începe în același timp și pulverizarea catodică. Degazarea prealabilă a suportului conduce la realizarea unei foarte bune aderențe a peliculei la suport, mult mai mare decît în cazul evaporării termice sau pulverizării catodice. Aderența stratului la suportul de condensare este foarte mare și datorită vitezei mari pe care o au atomii incidenți, o viteză care este cam de 15—20 ori mai mare decît în cazul evaporării termice.

Presiunea în camera de lucru este cuprinsă între 1.10^{-3}—1.10^{-4} Torr, adică cam de 90—100 ori mai mică decît în cazul pulverizării catodice. În acest caz drumul liber de zbor al moleculelor este cuprins între 10—25 cm, ceea ce face posibilă o reglare mai largă a distanței sursă-suport. Mai mult, datorită faptului că distanța sursă-suport este mai mică decît parcursul liber, atomii pulverizați aproape nu suferă ciocniri cu gazele din incintă și ca atare pe suport condensează o peliculă fără incluziuni de gaze ceea ce este foarte important pentru obținerea straturilor subțiri curate, din asemenea materiale ca siliciu, tantal etc. În acest caz compoziția stratului obținut este mult mai apropiată de compoziția stratului pulverizat, decît în cazul evaporării termice sau al pulverizării catodice.

Cu ajutorul metodei de pulverizare în plasmă se pot obține straturi subțiri de foarte bună calitate atît ale diferitelor metale, cît și ale semiconductorilor. Substanțele compuse sînt evaporate cu păstrarea

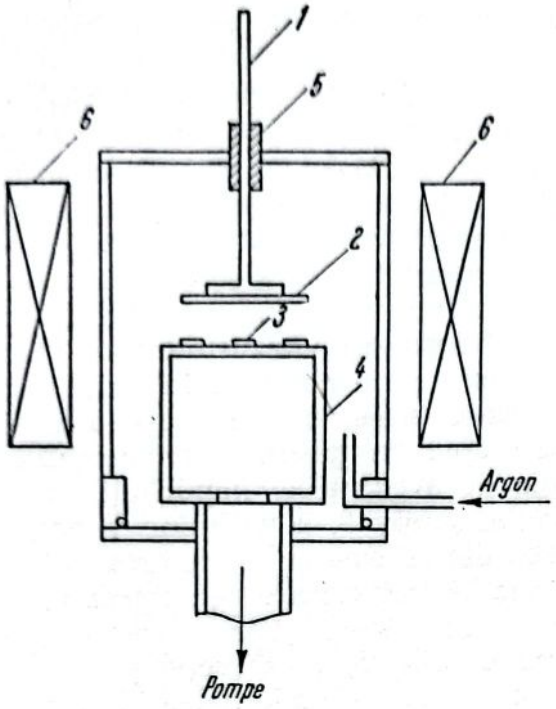


Fig. 198. — Instalație de obținere a straturilor subțiri prin metoda pulverizării în plasmă de înaltă frecvență (explicațiile reperelor se găsesc în text).

compoziției ceea ce face metoda deosebit de avantajoasă. Folosind mai multe compartimente cu surse diferite, se pot obține straturi ale substanțelor compuse prin evaporarea componentelor, viteza de evaporare a fiecăreia putînd fi reglată prin reglarea tensiunilor negative aplicate pe sursele de evaporare.

Pentru evaporarea dielectricilor, feritelor și altor materiale neconductoare (sau foarte slab conductoare) se folosesc cîmpuri electrice de înaltă frecvență combinate cu descărcarea electrică în gaze (descărcări în înaltă frecvență). Tensiunea de înaltă frecvență (10—20 MHz) luată de la un generator de putere (5—10 kW) se aplică la electrodul 1 care are dielectricul (sau altă substanță de evaporat) așezat pe placa metalică 2 fixată la capătul electrodului (fig. 198). În figura 198 se reprezintă schematic camera de evaporare în plasmă de înaltă frecvență. Suporturile (3) pe care are loc condensarea se plasează la distanța de 25 mm de electrodul (2) acoperit cu dielectric. Datorită faptului că se lucrează cu înaltă frecvență, dielectricul este bombardat pe rînd întîi de ionii și apoi de electronii care apar în descărcarea în înaltă frecvență. Ionii — avînd energie mare — vor produce ruperea moleculelor (atomilor) de dielectric care se vor depune apoi pe suporturi, iar electronii vor împiedica formarea sarcinii spațiale pozitive deasupra suportului. Pentru formarea plasmei se folosește ca gaz de lucru argonul.

În unele instalații de acest fel de spațiul de descărcare (dielectric-suport) este dispus într-un cîmp magnetic (se înconjoară camera de descărcare cu bobina de producere a cîmpului magnetic (6) sau cu un magnet permanent) ceea ce conduce la mărirea vitezei de depunere de 2—3 ori. Aceasta se realizează prin mărirea concentrației ionilor de gaz ca urmare a numărului sporit de ciocniri cu electronii siliți să parcurgă un drum spiralat (deci mai lung) în jurul liniilor de cîmp magnetic. Viteza de condensare poate fi reglată variind puterea generatorului de înaltă frecvență, presiunea în camera de evaporare, intensitatea cîmpului magnetic cum și temperatura substratului. Viteza de condensare crește liniar odată cu scăderea temperaturii substratului ; pe de altă parte însă, pentru obținerea unor pelicule cu o bună structură cristalină se impune ca suportul să fie încălzit la o temperatură suficient de ridicată.

Scanned with CamScanner

Pentru mărirea vitezei de condensare, la o tensiune de înaltă frecvență constantă, se poate mări densitatea fasciculului ionic, pe seama variației curentului de emisie a catodului de wolfram (în cazul pulverizării în plasmă), pe seama variației presiunii gazului și a intensității cîmpului magnetic al solenoidului. Se pot obține pelicule cu o grosime oricît de mică, prin micșorarea tensiunii aplicate pe electrodul-sursă (200—300 volți).

Prin pulverizare în plasmă se pot obține pelicule cu o uniformitate, în ceea ce privește grosimea, mult mai bună decît în cazul pulverizării catodice. Un mare avantaj al acestei metode este acela al unei inerții foarte mici, spre deosebire, de exemplu, de metoda evaporării termice în vid. În cazul pulverizării în plasmă, condensarea începe numai în momentul aplicării tensiunii negative pe electrodul-sursă și încetează brusc odată cu întreruperea tensiunii aplicate pe sursă.

9.3. Straturi subțiri epitaxiale

Pentru realizarea unor tipuri speciale de dispozitive semiconductoare cum și a diferitelor elemente pentru microelectronică (scheme solide) se folosesc straturi subțiri semiconductoare obținute prin creștere epitaxială. Procesul creșterii epitaxiale constă în condensarea din fază gazoasă a atomilor unui material (semiconductor) pe un suport monocristalin din același material. În sens mai larg, prin epitaxie se înțelege creșterea orientată a cristalitelor în straturile subțiri, adică a straturilor subțiri texturizate parțial sau complet (straturi monocristaline), indiferent de natura suportului de condensare. În funcție de natura suportului pot fi deosebite două cazuri de epitaxie și anume: *homeo-epitaxie* sau *izoepitaxie*, atunci cînd natura stratului epitaxial este aceeași cu natura suportului (siliciu pe siliciu, germaniu pe germaniu etc.) și *hetero-epitaxie*, atunci cînd natura stratului depus diferă de cea a suportului (Si pe Cu, Fe pe Si, Ge pe NaCl etc.). Uneori fenomenul de homeo-epitaxie poartă și denumirea de *autoepitaxie*, deoarece stratul epitaxial continuă structura suportului de aceeași natură (autocreștere a suportului). Stratul epitaxial diferă de suport numai prin concentrația și tipul impurităților care le conține.

După unii autori (de exemplu [85], [99]), prin heteroepitaxie se înțelege creșterea orientată a cristalitelor semiconductoare pe un suport de altă natură, fără participarea unei reacții chimice. Creșterea epitaxială, cu participarea unei reacții chimice între strat și suport este denumită chemoepitaxie [99].

Procesul creșterii peliculelor epitaxiale pe monocristalul din același material (autoepitaxia) este folosit în tehnica semiconductorilor pentru obținerea straturilor cu diferite tipuri de conducție. Astfel, în cazul

Scanned with CamScanner

fabricării tranzistorilor planaro-epitaxiali din siliciu (germaniu) se folosesc straturile epitaxiale de tip *n*, crescute pe suporți monocristalini de siliciu de tip *p* (v. capitolul 10). Peste stratul epitaxial de tip *n* se poate crește din nou alt strat epitaxial de data aceasta de tip *p* și așa mai departe. Această tehnică a creșterilor epitaxiale succesive este aplicată cu succes în domeniul microelectronicii pentru realizarea schemelor solide (circuite integrate tridimensionale sau „bidimensionale").

Straturile epitaxiale în cazul *autoepitaxiei* (sau *chemoepitaxiei*) se pot obține fie prin procedeul reducerii clorurilor de Ge, Si, fie prin procedeul disocierii termice a unor ioduri ale materialului semiconductor folosit.

Prin primul procedeu se folosește tetraclorură de siliciu (sau germaniu) care este transportată în fază gazoasă cu amestec de hidrogen deasupra suportului (monocristal de Si, Ge) încălzit la o temperatură înaltă (cu 10—100°C sub temperatura de topire).

Procesul chimic care asigură formarea stratului este următorul :

$$Si\,Cl_4 + Si + 2H_2 \rightleftarrows 4\,HCl + Si \downarrow \qquad 9.3.1$$

în cazul siliciului, și :

$$Ge\,Cl_4 + Ge + 2\,H_2 \rightleftarrows 4\,HCl + Ge \downarrow \qquad 9.3.2$$

în cazul germaniului.

Schema principială a instalației pentru creșterea straturilor epitaxiale prin reacție din fază gazoasă este reprezentată în figura 199.

Tetraclorura de siliciu (sau germaniu) se prezintă sub forma unui lichid care chiar la temperatura camerei are o presiune mare a vaporilor deasupra lichidului. Pentru a mări în mod considerabil presiunea acestor vapori se încălzește rezervorul care conține tetraclorura, pînă cînd se obține un debit dorit. Printr-o conductă vaporii de tetraclorură

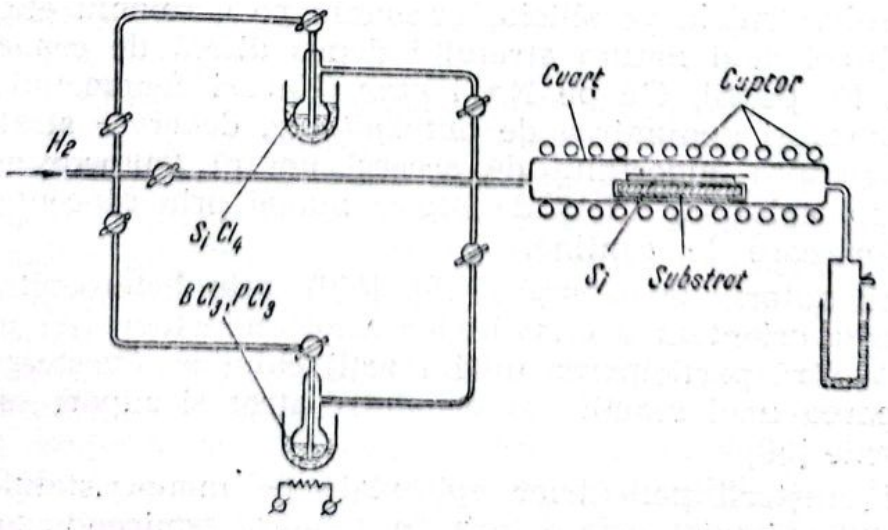


Fig. 199.— Instalație pentru creșteri epitaxiale.

Scanned with CamScanner

sînt conduși pînă în zona creșterii stratului semiconductor, iar pe altă conductă se introduce hidrogen (fig. 199). Camera de reacție este construită din sticlă de cuarț, răcită în exterior cu apă. Suportul se așază pe o bucată de grafit care este încălzită cu ajutorul unui cuptor de înaltă frecvență.

Suportul din monocristal trebuie să fie foarte bine șlefuit și decapat, după care este degazat în atmosferă de hidrogen la o temperatură ridicată (cam 1300°C, pentru siliciu). Viteza de creștere a stratului epitaxial poate fi reglată variind temperatura la care are loc reacția (temperatura suportului), compoziția $SiCl_4$:H_2 (sau $GeCl_4$:H_2), viteza de scurgere a vaporilor de tetraclorură și a gazului și timpul de condensare. Pentru a conferi stratului epitaxial un anumit tip de conductivitate, în tetraclorura de siliciu (germaniu) se introduc apriori impurități adecvate.

Din ioduri de siliciu sau germaniu, pot fi obținute straturi epitaxiale prin disocierea termică a iodurilor conform reacțiilor :

$$SiI_4 \rightleftarrows 2I_2 + Si \downarrow \qquad 9.3.3$$

$$GeI_4 \rightleftarrows 2I_2 + Ge \downarrow \qquad 9.3.4$$

Procesul se bazează pe faptul că pentru o cantitate dată de iodură, echilibrul într-o reacție de tipul 9.3.3; 9.3.4, odată cu scăderea temperaturii se deplasează spre dreapta ; apare astfel posibilitatea transportului de siliciu sau germaniu din domeniul temperaturilor înalte în domeniul de condensare care are temperatură mai mică. Spre deosebire de primul procedeu (al reducerii din cloruri) care avea loc în proces deschis, procesul disocierii iodurilor este un proces închis : produsele reacției circulă permanent între domeniile cu diferite temperaturi. Acest procedeu de creștere a straturilor epitaxiale are unele avantaje evidente în comparație cu alte metode de creștere epitaxială. Astfel, puritatea stratului condensat depinde foarte puțin de puritatea gazului, care în cazul procesului deschis (reducerii clorurilor) trebuie să fie cît mai curat. De asemenea iodul folosit nu trebuie să fie neapărat de puritate înaltă. Întrucît procesul are loc la temperaturi nu prea înalte (400—600°C), difuzia impurităților este foarte mică, ceea ce permite un ușor control al impurităților introduse în strat. Faptul că se lucrează la temperaturi nu prea înalte face ca această metodă să fie mai accesibilă decît prima.

Pentru explicarea mecanismului epitaxiei s-au făcut numeroase cercetări teoretice și experimentale ale suprafețelor substanțelor semiconductoare și fenomenelor care au loc la aceste suprafețe. Distler și colaboratorii [100], [101], [102], studiind suprafața unor substanțe cristaline prin metode de decorare (însemnare, depunere) chimică sau electrică, au ajuns la concluzia că la suprafața acestor cristale (siliciu, mică, clorură de natriu etc.), există centre active care pot fi de două feluri. Centrele de primul tip posedă o acțiune orientativă, astfel încît sub influența acestor centre are loc creșterea epitaxială. Sfera de acțiune a acestor centre active poate să fie destul de mare : în cazul decorării (depunerii)

Scanned with CamScanner

suprafețelor de siliciu cu sulfură de plumb (depusă prin evaporare sau pe cale electrolitică), s-a constatat că sfera de influență a centrelor active cu acțiune de orientare se întinde pînă la 1500 Å deasupra suprafeței materialului decorat [100].

Al doilea tip de centre active are de asemenea o influență la distanță favorizînd apariția germenilor de cristalizare, fără să inițieze însă o creștere orientată. Raza de acțiune a acestor centre active poate să fie cu mult mai mare decît a centrelor cu acțiune de orientare (de primul tip).

Valoarea razei de acțiune a centrelor active cum și prezența acțiunii de orientare sînt determinate de structura electrică și dimensiunile centrelor active [103]. Alipirea orientată a microcristalelor la suprafața cristalelor masive se datorește probabil în mare măsură interacțiunii selective pe care o au aceste microcristale cu centrele active locale ale suprafeței considerate. Aceste centre active pot fi dispuse regulat sau în mod neregulat, la suprafața cristalului masiv, și în același timp, și într-un strat superficial de o grosime variabilă (în funcție de raza de acțiune a centrelor respective).

Cisteakov și colaboratorii [104—106], analizează mecanismul diferitelor forme de epitaxie (autoepitaxie, heteroepitaxie, chemoepitaxie) prin prisma echilibrului de faze care trebuie să aibă loc mai ales în primele stadii ale procesului de creștere epitaxială. În acest sens Cisteakov propune o schemă a diagramei de echilibru a fazelor în sistemul suport-mediu extern, în cazul sistemului SiO—As [104]. Interacția între suport și mediul extern trebuie să aibă loc conform diagramei de echilibru între cele două faze. Ca urmare a acestei interacțiuni, apare un strat epitaxial de tranziție, care asigură trecerea coerentă de la un tip de rețea la altul [104]. În figura 200 se arată, după Cisteakov, schema stratului de tranziție care se află între două faze, structura și compoziția căruia sînt determinate de tipul diagramei echilibrului de faze și de tipul epitaxiei (hetero, auto sau chemoepitaxie).

Pentru ca stratul intermediar (de tranziție) să aibă o structură cristalină cît mai bună, este necesar ca cele două faze să fie perfect solubile una în alta, iar temperatura procesului să fie optimă și constantă. Intervalul de temperaturi pentru care are loc procesul de creștere orientată se poate determina din diagramele de stare ale celor două faze în funcție de tipul epitaxiei și metoda de lucru. În cazul heteroepitaxiei s-a găsit experimental că există o temperatură sub care epitaxia nu mai poate avea loc [107], [108], [109].

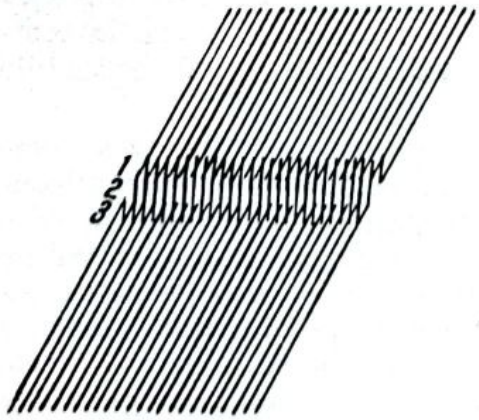


Fig. 200. — Schema stratului de tranziție.

O mare importanță o are starea suprafeței pe care va crește stratul epitaxial și în special densitatea de dislocații de la suprafața cristalului suport. În cazul exis-

Scanned with CamScanner

tenței unui număr mare de dislocații sau alte defecte, creșterea epitaxială poate să nu aibă loc, chiar și în cazul autoepitaxiei. Evident, starea de curățenie a suportului trebuie să fie cît mai bună.

Existența stratului de tranziție a fost dovedită prin experiențe de difracție de electroni, încă din 1933 de către Finch și Querrel, în cazul creșterii straturilor epitaxiale de aluminiu pe suport de platină. Ambele metale cristalizează în sistemul cubic cu fețe centrate, avînd parametrii rețelei respective $a_{Pt}=3{,}91$ Å și $a_{Al}=4{,}05$ Å. Primul strat foarte subțire de aluminiu depus pe planul (001) al cristalului de platină are perioada rețelei egală cu 3,91 Å, după care perioada rețelei crește — pentru următoarele straturi — pînă la valoarea normală de 4,05 Å. De aici rezultă concluzia că datorită existenței centrelor active la suprafața cristalului de platină, atomii suportului exercită unele forțe atractive asupra atomilor stratului în creștere, deformînd rețeaua cristalină a aluminiului. Condițiile analoage de deformare a primelor „straturi" din stratul epitaxial format au fost observate și în alte cazuri de heteroepitaxie, ca de exemplu în cazul Cr crescut pe Cu și Ni [110] sau Cu pe W [104].

Heteroepitaxia — creșterea orientată a stratului pe un suport cristalin, fără participarea reacției chimice, este posibilă numai cînd cele două faze sînt solubile una în alta, atît în stare lichidă, cît și în stare solidă. Stratul de tranziție asigură o trecere coerentă continuă de la rețeaua substanței A (suportului) la cea a substanței B. În cazul cînd cele două substanțe nu sînt deloc solubile una în alta, criteriul heteroepitaxiei se rezumă numai la existența apropierii sensibile între tipul și parametrii rețelelor cristaline respective, cum și a condițiilor energetice.

În ultimul deceniu (după 1965) numeroase lucrări au fost consacrate studiului teoretic și experimental al heteroepitaxiei cum și altor metode de creștere epitaxială. Merită să fie subliniate în acest sens lucrările lui Distler [100, 101, 102, 111—114], Palatnik [115], Billy W. Sloope și Calvin O. Tiller [116—121], Holt [122, 123], Matthews [124] etc.

Prin evaporarea termică în vid a diferitelor substanțe semiconductoare pot fi create condiții de creștere a straturilor subțiri avînd cristalite orientate, pe suporturi atît cristaline cît și amorfe (heteroepitaxie). Straturile subțiri texturizate (avînd cristalite orientate) se obțin în condiții experimentale speciale, de obicei pe suporturi încălzite la o temperatură suficient de ridicată (>200°C). Pentru compușii semiconductori de tipul A^2B^6, A^3B^5, A^4B^6 etc., pot fi citate lucrările lui Semiletov [125—128], Spînulescu Carnaru și colaboratorii [67, 69, 72, 75, 76, 77], Andrușko [129, 130] etc. Spînulescu Carnaru, Andrușko, cît și alți autori au obținut straturi subțiri avînd o textură foarte bună (cu unghiul texturii de 8°—10°), chiar pe suporturi amorfe (din sticlă), direct prin evaporare termică în

Scanned with CamScanner

vid, sau în urma unui tratament termic efectuat după obținerea stratului [129, 75, 131, 132, 133]. În cazul telururii de cadmiu și telururii de plumb, prin metode de evaporare în vid și tratament termic ulterior au fost obținute straturi subțiri avînd structura apropiată de cea a monocristalului chiar pe substraturi amorfe [75, 131, 134]. Nu este exclus, ca prin metode asemănătoare să poată fi obținute straturi subțiri monocristaline și în cazul altor materiale semiconductoare ca Si, Ge, GaAs etc. folosind suporturi cristaline sau amorfe.

Metoda obținerii straturilor subțiri monocristaline (sau avînd o textură cît mai pronunțată) prin directa evaporare termică în vid prezintă o serie de avantaje care nu pot fi ignorate. În primul rînd, spre deosebire de metodele de autoepitaxie sau chemoepitaxie, în care creșterea stratului are loc cu participarea unei reacții chimice, metoda evaporării termice în vid permite folosirea diferitelor măști pentru obținerea în cadrul aceluiași proces tehnologic a unei scheme peliculare complete (sau dispozitivului) de o configurație dorită. Prin autoepitaxie — metodă larg folosită în tehnologia dispozitivelor semiconductoare — are loc o risipă însemnată de material, dezavantaj eliminat prin folosirea creșterii epitaxiale prin evaporare în vid sau a heteroepitaxiei. Metoda autoepitaxiei este însă larg folosită în fabricarea schemelor solide (circuite integrate) în care suportul semiconductor (monocristal) face parte integrantă din schemă.

Ca dezavantaje ale epitaxiei prin evaporare termică în vid se poate menționa necesitatea unui vacuum înalt și ultraînalt, pericolul disocierii termice la temperatura de evaporare (apar posibilități de abatere a compoziției de la cea stoichiometrică) etc. Prin metode epitaxiale cu participarea reacțiilor chimice, se pot obține straturi cu o compoziție apropiată de cea stoichiometrică, cu o concentrație de impurități mai bine controlată etc.

Chemoepitaxia — heteroepitaxie cu reacție chimică — se aplică mai ales în cazul obținerii oxizilor de metale, în obținerea siliciurilor unor metale (Me-Si) etc. Cisteakov [104] a crescut straturi epitaxiale de siliciură de cupru, prin condensarea cuprului pe substrat de siliciu. Creșterea chemoepitaxială a fost aplicată și în cazul sistemelor Fe-Si, W-Si, Cu-Ge etc. [106].

O altă metodă de obținere a straturilor subțiri cu structură apropiată de cea a monocristalului este așa-numita metodă *reotaxială* [135]. Stratul reotaxial este crescut pe un suport acoperit cu o peliculă foarte subțire de „email" — un material sticlos care, la temperatura de depunere a stratului, se află în stare lichidă. În acest caz fluctuațiile termice ale suprafeței emailului lichid asigură o mare mobilitate a atomilor substanței care condensează, și ca atare numărul centrelor de cristalizare scade foarte mult, favorizînd creșterea unui strat practic monocristalin.

Scanned with CamScanner

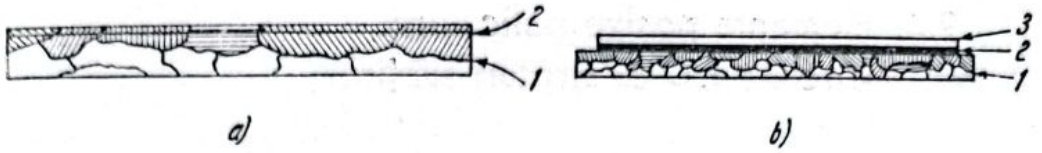


Fig. 201. — Creşterea reotaxială a straturilor de siliciu:
a — strat de siliciu crescut direct pe suport; *b* — strat de siliciu crescut pe emailul depus pe suport.

Datorită folosirii peliculei de email, se pot obţine straturi epitaxiale (sau mai corect reotaxiale) pe suporturi cu o suprafaţă care poate prezenta anumite asperităţi *, cum este de exemplu ceramica.

În figura 201, se arată cum apare un strat de siliciu crescut direct pe suport (fig. 201, *a*) şi cum apare stratul reotaxial, crescut pe emailul depus pe suport (fig. 201, *b*).

Cerinţele care se impun pentru email sînt următoarele:

a) să se afle în stare lichidă în acel interval al temperaturii pentru care are loc condensarea stratului pe suport;

b) coeficientul de dilatare liniară al emailului nu trebuie să difere prea mult de cel al suportului;

c) emailul nu trebuie să intre în reacţie cu suportul şi să fie un bun izolator;

d) nu trebuie să conţină substanţe care ar putea influenţa proprietăţile electrofizice ale stratului reotaxial;

e) substanţa semiconductoare să adere la emailul lichid, fără ca să se dizolve în acest email.

Pentru creşterea straturilor reotaxiale de siliciu prin reducerea tetraclorurii de siliciu se foloseşte emailul care are următoarea compoziţie: 72,4% SiO; 18% Na_2O; 7,1% CaO şi 2,5% MgO. Amestecul respectiv este tratat la temperatura de 1400°C, rezultînd un email sub formă sticloasă care este depus sub formă de pelicule subţiri pe suporţii de ceramică. Acest email se topeşte pe la temperatura de 700—800°C, formînd la suprafaţa suportului o peliculă lichidă — pe care pot fi crescute straturi subţiri reotaxiale.

Folosind metoda creşterii reotaxiale, au fost obţinute straturi subţiri de siliciu dopate cu elemente din grupa a III-a sau a V-a a sistemului periodic, cu ajutorul cărora au fost realizate diode semiconductoare cu caracteristici bune şi reproductibile [135]. În lucrarea [135] se aminteşte chiar de obţinerea tranzistorilor *p-n-p* (sau *n-p-n*) prin folosirea straturilor reotaxiale de siliciu.

Coeficientul de amplificare în curent al acestor tranzistori era de 0,9—0,99, iar coeficientul de amplificare în schemă cu emitor comun în punctul (V_c = 5 V, I_e = 0,1 mA) era cuprins între 10 şi 200 [135].

* Orice suprafaţă oricît de bine şlefuită prezintă asperităţi înălţimea cărora poate varia între 10—1000 Å.

Scanned with CamScanner

9.4. Elemente pasive peliculare. Circuite *RC* cu straturi subțiri.

Pentru realizarea circuitelor microelectronice peliculare cum și a circuitelor hibride sau reciproc integrate * se folosesc dispozitive pasive cum sînt rezistori (rezistențe), condensatori, grupuri *RC* sau ansambluri funcționale construite cu asemenea elemente. În acest paragraf vor fi expuse succint principalele caracteristici ale rezistențelor și condensatorilor peliculari, cum și unele considerații de ordin tehnologic asupra circuitelor *RC* și schemelor integrate pelicular.

Principalele materiale folosite în prezent pentru realizarea rezistențelor peliculare sînt unele metale și aliaje cît și așa-numitele *cermeturi* reprezentînd amestecuri de metale și dielectrici. De asemenea pentru obținerea rezistențelor peliculare pot fi folosite cu succes materialele semiconductoare cu zonă interzisă largă (Cds, ZnTe, ZnSe, ZnS etc.). În cazul acestor rezistențe, este important de văzut cum variază valoarea lor cu temperatura ; este evident că datorită acestui fapt aceste rezistențe pot fi folosite numai în anumite cazuri speciale.

Unele din materialele enumerate, datorită valorii mari a constantei lor dielectrice și a rezistenței specifice ridicate (ZnS, ZnSe etc.), se folosesc în construcția condensatorilor peliculari.

Rezistențele sub formă de straturi subțiri se obțin atît prin evaporarea termică în vid, cît și prin pulverizarea catodică. Amănunte asupra acestor procedee tehnologice au fost date în paragrafele 9.1 și 9.2. Prin metoda pulverizării catodice se obțin pelicule bine legate de suport, dar aceste pelicule conțin, în general, o cantitate mai mare de impurități gazoase. În plus viteza de depunere a straturilor subțiri este mult mai mică decît cea din cazul evaporării termice. Pulverizarea catodică se întrebuințează însă în mod curent pentru obținerea diferiților oxizi (prin depunere în atmosferă de oxigen) cît și pentru pregătirea peliculelor unor materiale cu temperaturi de topire ridicate (wolfram, tantal, molibden etc.).

Dimensiunile unei rezistențe peliculare se calculează cu ajutorul formulelor [45] :

$$l = w\frac{R}{\rho} \qquad 9.4.1$$

$$w = \sqrt{\frac{P \cdot \rho}{W \cdot R}} \qquad 9.4.2$$

unde ρ — reprezintă rezistivitatea materialului, R — rezistența totală dată, P — puterea disipată, iar W — puterea disipată admisibilă pe un

* Circuitele reciproc integrate se realizează prin depunerea schemelor peliculare complexe pe un suport activ conținînd scheme solide.

Scanned with CamScanner

Tabelul 7

Nr. crt.	Materialul stratului	$\rho_s \Omega_{\square}$	KTR, /°C	P_1 w/cm²	$\frac{\Delta R}{R}$ la 250 MHz	Modul de obținere a stratului
1	Cr	100	$9.10^{-3} \div 5.10^{-5}$	—	—10%	Evaporare termică
2	NiCr	300	$5.10^{-4} \div 5.10^{-5}$	0,5	—	„
3	Ta	500—1 000	$10^{-4} \div 10^{-5}$	până la 10	—	„
4	Si	până la 10^3	-5.10^{-4}	—	—	„
5	Aliaje compoziționale	până la 10^3	$\pm(20 \div 5)10^{-5}$	1—2	—12%	„
6	$Cr\text{-}SiO_2$	până la 10^4	$\pm 5.10^{-5}$	—	—	„

centimetru pătrat. În formulele 9.4.1 și 9.4.2 l și w reprezintă lungimea și respectiv lățimea rezistenței peliculare.

Pentru realizarea elementelor electronice peliculare se acordă o mare importanță parametrilor care permit realizarea oricărei scheme peliculare în variantele cele mai optime. Asemenea cerințe sînt legate de dimensiunile și conformația elementelor (rezistențe, condensatori, interconexiuni etc.), de natura materialelor folosite, de posibilitățile de disipare termică, de alimentare, de pasivare, de interconectare a microschemelor etc.

Materialele cele mai folosite pentru realizarea rezistențelor peliculare sînt aliajele crom-nichel, tantalul, nitrurile de crom-titan, cermetul crom-monoxid de siliciu etc. [45].

În tabelul 7 sînt date cîteva caracteristici ale rezistențelor peliculare obținute din diferite materiale.

Rezistențele peliculare se apreciază după rezistența specifică pe unitatea de suprafață în formă de pătrat (ρ_s), coeficientul de temperatură al rezistenței (KTR), coeficientul de instabilitate și puterea disipată nominală (P_{dis}). Acești parametri depind de natura materialelor folosite (tab. 7), de dimensiunile și configurația pieselor, cum și de procedeul tehnologic. Cum ρ_s depinde de grosimea stratului depus, se impune ca aceasta să fie de valoare relativ ridicată (depinde de valoarea ce trebuie asigurată pentru produsul final) chiar la grosimi mai mari, grosimi necesare pentru asigurarea unei mai bune disipări termice. În acest scop cel mai indicat este să se folosească amestecuri compoziționale așa cum au făcut autorii [86] precum și alți cercetători. Evident, amestecurile compoziționale (cermeturi) sînt repartizate pe diferite domenii de rezistențe și variază de la caz la caz în funcție de destinația schemei și de tehnologia adoptată.

Pentru rezistențele peliculare obținute din diferite materiale simple sau cermeturi se poate studia comportarea diferiților parametri în funcție de temperatură, frecvență etc. Astfel în figura 202 este redată — după [86] — dependența coeficientului de temperatură al rezistențelor obținute din amestec, în funcție de temperatura suportului și al evapora-

Scanned with CamScanner

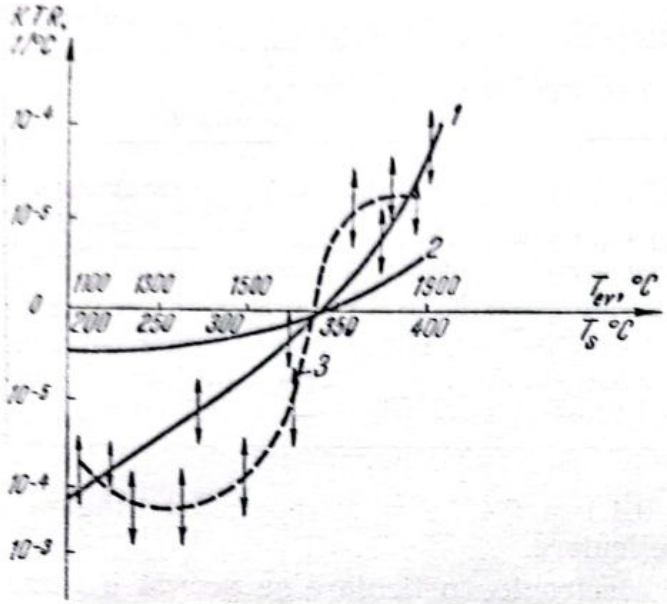


Fig. 202. — Dependența coeficientului de temperatură al rezistențelor peliculare, în funcție de temperatura suportului și de evaporare.

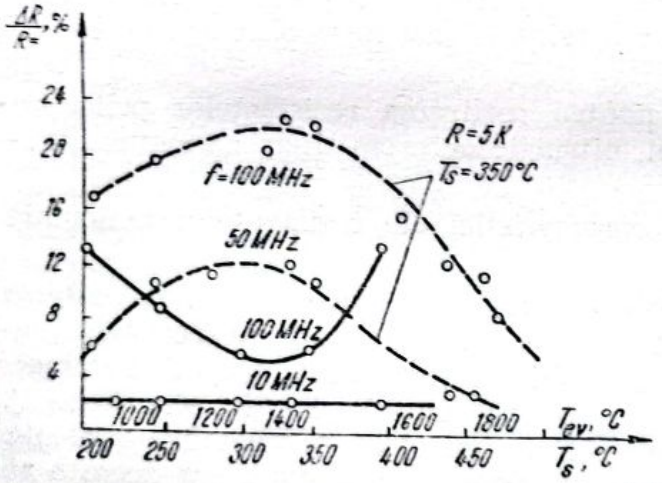


Fig. 203. — Dependența variației relative $\frac{\Delta R}{R}$ în funcție de T_s și T_{evap}.

torului. Se observă că la temperatura suportului de 340°C se obține un KTR minim; din figura 203 se observă că la o aceeași temperatură se obține și un minim al variației relative $\frac{\Delta R}{R}$ a rezistenței (la frecvența $f=100$ MHz) în funcție de temperatura suportului, fapt care recomandă folosirea unor temperaturi ale suportului mai ridicate (mai mari de 300°C).

Prin procedee de evaporare termică în vid autorii [50] au obținut rezistențe de Ni-Cr de diferite grosimi și configurații ale căror valori variau între 100 Ω și 10^4 Ω. În figurile 204, 205 și 206 sînt redate principalele măsurători făcute asupra acestor rezistențe peliculare. Din figura 205 se observă că aceste rezistențe au un KTR foarte mic, iar variația valorii lor în funcție de frecvență (pînă la 100 MHz) este extrem de slabă (fig. 206) ceea ce recomandă folosirea lor în înaltă frecvență. După cum au arătat măsurătorile asupra acestor rezistențe, puterea disipată de ele este mare (50—100 mW), putere comparabilă cu cea disipată de rezistențele chimice obișnuite (miniatură și subminiatură).

Pentru simplificarea procedeului tehnologic s-a urmărit ca materialul (metal) necesar obținerii rezistorului să fie folosit și pentru construcția condensatorilor peliculari. Acest fapt s-a dovedit destul de greu de realizat, întrucît materialul folosit trebuia să satisfacă anumite condiții contradictorii. Astfel, armăturile condensatorilor trebuiau să fie bune conductoare din punct de vedere electric ceea ce era posibil numai în

Scanned with CamScanner

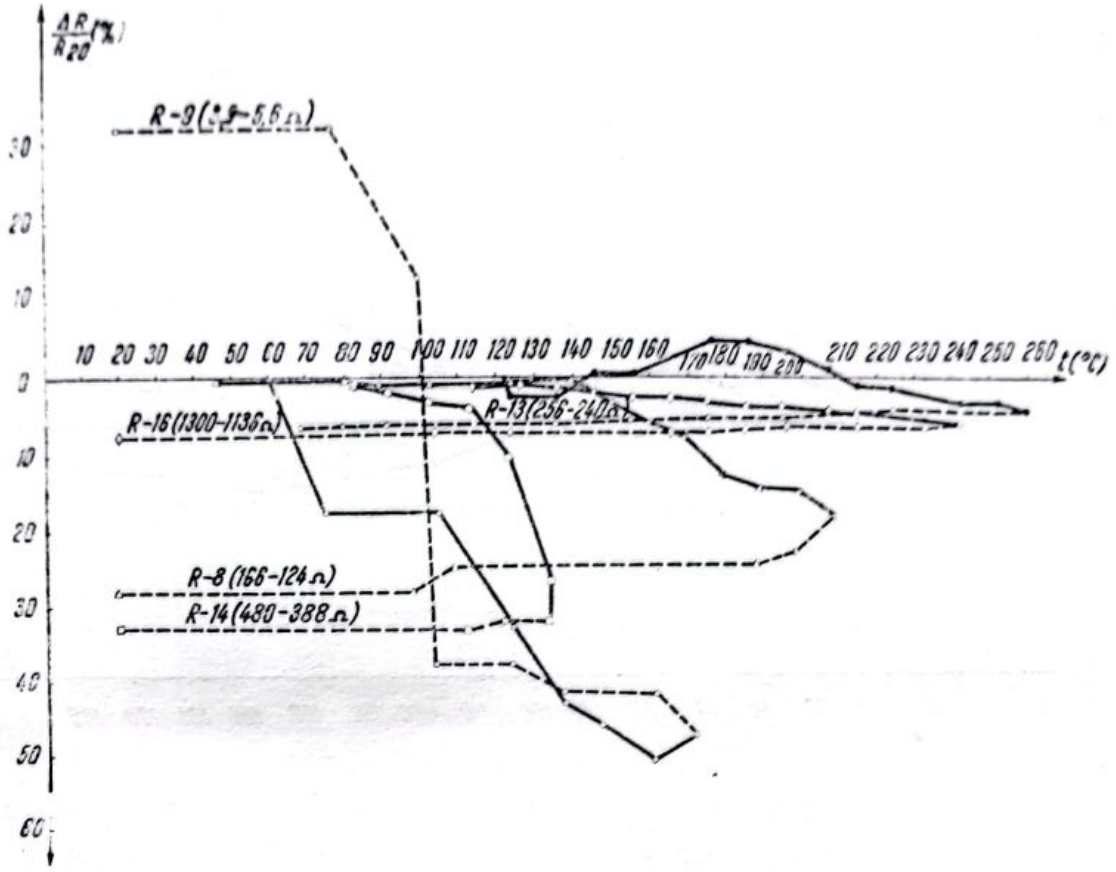


Fig. 204. — Curbele de stabilizare prin procedee de tratare termică a rezistențelor peliculare de Ni-Cr [50].

cazul obținerii rezistorilor de valori mici și foarte mici ; mărimea pierderilor în plăci, cum și în dielectricul obținut prin oxidarea metalului (de exemplu, în tehnologia tantalului sau titanului etc.), trebuia să fie mică, tensiunea de străpungere să fie suficient de mare etc. Aceste cerințe au impus folosirea unor materiale distincte pentru construcția condensatorilor peliculari.

Pentru fabricarea condensatorilor pe bază de straturi subțiri, o importanță deosebită o are materialul folosit ca dielectric. Aceste materiale trebuie să se preteze la metodele de obținere a peliculelor, să fie stabile față de diferiți agenți, să adere bine la suport, să nu prezinte porozități și să nu fisureze în procesul unor încercări termice și mecanice, să aibă o constantă dielectrică și o tensiune de străpungere ridicată, tangentă de pierderi (tgδ) cît mai mică etc. Aceste multiple cerințe impuse materialelor dielectrice fac ca numărul substanțelor optime pentru obținerea condensatorilor peliculari să fie redus. Materialele cele mai folosite sînt : SiO, ZnS, CaF_2, MgF_2, TiO_2 etc. Condensatorii pe bază de SiO_2 sau TiO_2 au prezentat o capacitate specifică de 1 $\mu F/cm^2$, factori

Scanned with CamScanner

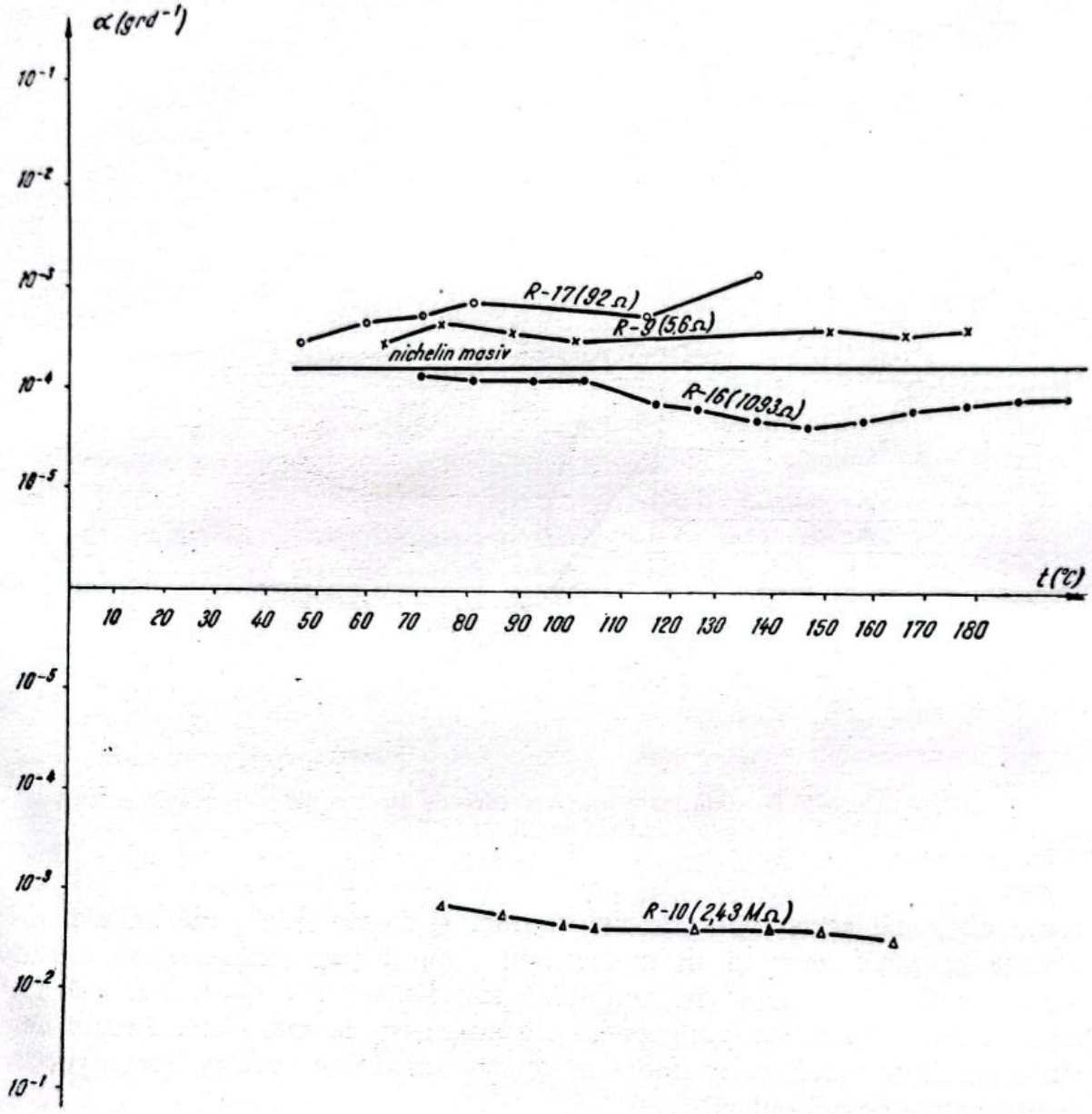


Fig. 205. — Dependența coeficientului *KTR* în funcție de temperatură pentru rezistențele peliculare de Ni-Cr [50].

de disipație de ordinul a 0,004, performanțe bune la temperaturi ridicate, cît și curenți de scurgere scăzuți etc.

În tabelul 8 sînt redate, după [86], principalele materiale folosite în construcția condensatorilor peliculari, cum și caracteristicile dispozitivelor obținute. Se observă din tabel că sulfura de stibiu (Sb_2S_3) prezintă mari avantaje electrice și tehnologice avînd o mare tensiune de stră-

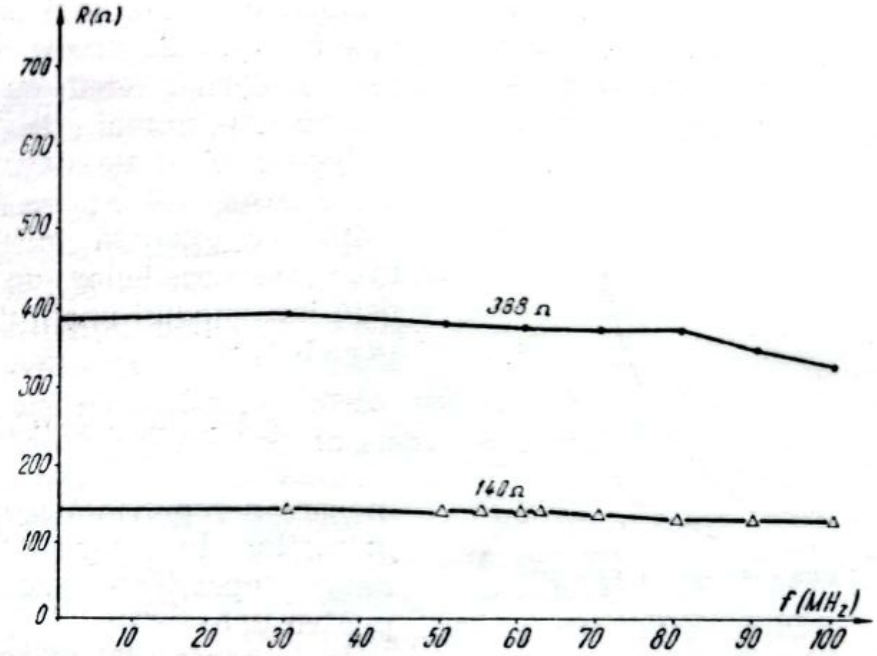


Fig. 206. — Dependența cu frecvența a valorilor rezistențelor peliculare de Ni — Cr [50].

pungere (2.10^6V/cm), o rezistivitate ridicată (10^{13} Ω cm), cum și o bună constantă dielectrică (~20); în plus temperatura de evaporare nu-i prea mare (T_{evap} = 550°C). Coeficientul termic al capacității (*KTC*) pentru Sb_2S_3 atinge valori de 500.10^{-6}/°C, ceea ce nu este prea mult, dar mai mare decît în cazul altor materiale.

Tabelul 8

Material	ρ_v, Ω. cm	C specif. pF/cm²	ε	tg δ %	E direct MV/cm	KTC. 10^{-4} 1/°C	Modul de obținere
SiO	10^{12}—10^{13}	10^4	5—6	0,2—2	1—2	100	Evaporare la 1 300°C
SiO_2	10^3 —10^{15}	3.10^4	4	0,2	5—10	100	T_{ev} = 1 700°C
ZnS	10^{10}—10^{12}	1.10^4	9	0,5	0,8	400	T_{ev} = 1 220°C
MgF_2	10^9 —10^{11}	4.10^4	10	1,0	2—3	—	T_{ev} = 1400°C
Sb_2S_3	10^{12}—10^{13}	2.10^4	20	0,5	până la 2	500	T_{ev} = 550°C T_s = 20°C
TiO_2	--	$2,5.10^4$	30	1,0	1,0	—	Hidroliză la T_s = 260°C
TiO_2	—	$(3\div5)10^4$	100	0,1	1,0	—	Piroliză la T_s = 900°C

Scanned with CamScanner

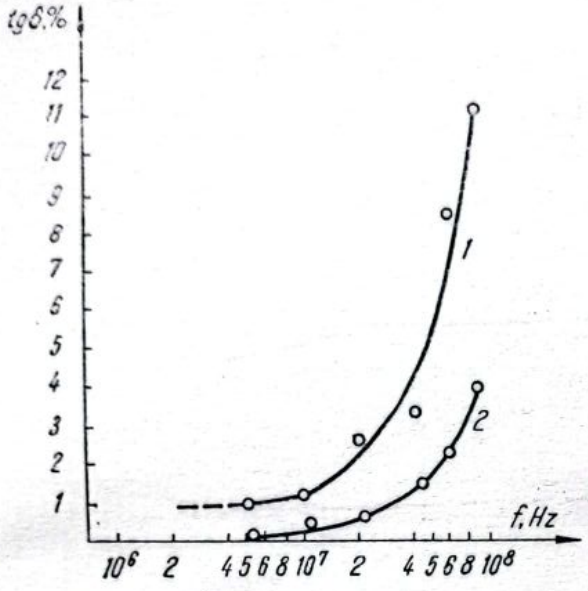


Fig. 207. — Dependența cu frecvența a tg δ pentru condensatorii peliculari.

După cum s-a mai amintit, caracteristicile de frecvență (creșterea pierderilor odată cu frecvența) depind nu numai de materialul dielectric ci și de natura și calitatea armăturilor; rezistența armăturilor exercită influență asupra caracteristicilor de frecvență prin intermediul unghiului de pierdere [87]:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{1}{RC\,\omega} + rC\omega \qquad 9.4.3$$

în care r reprezintă rezistența armăturilor. În figura 207 este redată dependența de frecvență pentru tg δ.

În lucrarea [88] se comunică de asemenea despre obținerea condensatorilor peliculari cu dielectric din SiO, SiO_2 și TiO_2, avînd armături de aluminiu. Cele mai bune rezultate au fost obținute prin folosirea TiO_2 realizîndu-se condensatori cu o capacitate specifică de $2.5 \cdot 10^5$ pF/cm². A doua armătură metalică (de Al) a fost depusă cu precauții speciale [88] spre a nu se produce difuzia ionilor metalici prin rețeaua cristalină a peliculei de dielectric (fapt care conduce la scăderea apreciabilă a tensiunii de străpungere).

Recent, peliculele feroelectrice (titanat de bariu, titanatul de bariu-stronțiu) avînd constante dielectrice ridicate, au început să fie utilizate în calitate de dielectric pentru condensatori peliculari. Ca materiale pentru armăturile metalice ale condensatorilor peliculari cel mai ades sînt folosite straturi subțiri de aluminiu sau de cupru.

Succesele în producția de condensatori și rezistențe sub formă de straturi subțiri au permis realizarea de rețele *RC*, de circuite peliculare pasive sau de circuite peliculare hibride, în care elementele active (diode, triode) erau încorporate ulterior în placheta de montaj.

Spre deosebire de circuitele *RC* cu piese electronice discrete, circuitele *RC* peliculare sînt circuite cu parametrii distribuiți, deci caracteristicile lor tranzitorii vor fi diferite de cele ale circuitelor *RC* cu parametri concentrați. Analiza caracteristicilor tranzitorii ale circuitelor *RC* peliculare este făcută în diferite lucrări de specialitate [89—94].

Circuitele cu rezistențe și condensatori peliculari avînd parametrii distribuiți se aplică pe scară largă în construcția amplificatorilor selectivi [89], [136], filtrelor de diferite tipuri [137], generatorilor [138] etc. O analiză teoretică mai amănunțită a amplificatorilor selectivi tip *RC* este dată în lucrarea [136]. În lucrarea respectivă sînt expuse și unele considerații interesante asupra particularităților tehnologice ale circui-

telor *RC* peliculare. Astfel, pentru acordarea circuitului *RC* se prevăd posibilităţi de modificare a parametrilor constructivi ai schemei, cum ar fi, de exemplu, adoptarea unor construcţii speciale pentru rezistenţele peliculare (fig. 208). Din figura 208 se observă că valoarea rezistenţei peliculare poate fi uşor modificată prin îndepărtarea (pe cale mecanică) a uneia sau mai multor benzi laterale cu care este prevăzută rezistenţa ; întrucît prin aceasta valoarea rezistenţei se poate modifica numai în sensul măririi sale, se impune apriori ca rezistenţa iniţială să aibă o valoare ceva mai mică decît cea nominală.

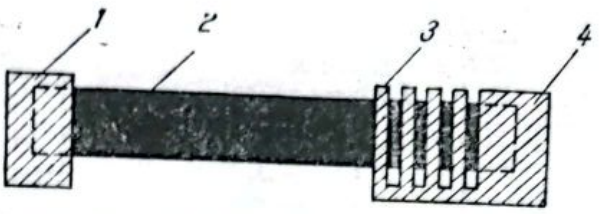


Fig. 208. — Construcţie simplificată a unei rezistenţe peliculare variabile:
1,4 — contacte metalice ; 2 — strat rezistiv ; 3 — „şine" pentru ajustare şi reglare.

Succese importante au fost obţinute în construcţia reţelelor peliculare integrate prin folosirea elementelor active încorporate, cum şi în tehnologiile combinate de tipul schemelor reciproc integrate. Despre aceste tipuri de circuite se va trata mai amănunţit în capitolul 11.

În încheierea acestui paragraf este necesar să se menţioneze că pe lîngă succesele obţinute de electronica peliculară pe bază de straturi subţiri metalice, dielectrice şi semiconductoare, au fost obţinute succese importante în construcţiile care folosesc pelicule magnetice. Peliculele magnetice din permalloy sau din alte materiale magnetice se folosesc intens în construcţia memoriilor magnetice, circuite logice, registre de deplasare, parametronilor etc., de mare aplicabilitate în tehnica maşinilor electronice de calcul [139—144]. Tot în tehnica maşinilor electronice de calcul se folosesc cryotroni peliculari realizaţi din două fişii supraconductoare din plumb (electrodul de control) şi respectiv din staniu (electrodul poartă) separaţi printr-un strat izolator de SiO (fig. 209) [45] *. Cu ajutorul cryotonilor peliculari se pot realiza circuite logice diferite, înregistratoare şi decodificatoare, celule de memorie cu buclă cryotronică (fig. 210) etc. Deşi dispozitivele cryotronice oferă posibilitatea realizării multor blocuri funcţionale din construcţia calculatoarelor necesitînd puteri de disipaţie mici, ele prezintă însă dezavantajul că reclamă instalaţii de răcire (heliu lichid) pentru care se consumă puteri destul de mari ; din aceste cauze electronica cryogenică devine avan-

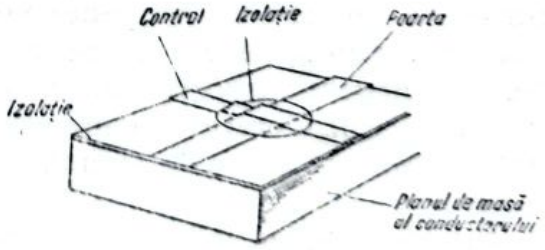


Fig. 209. — Schema constructivă a unui cryotron pelicular. Stratul izolator este din SiO. Pelicula de control şi planul de masă sînt din plumb, iar pelicula de poartă este din staniu.

* Pentru a se înţelege modul de funcţionare a cryotonilor, a se vedea lucrarea [305] pag. 464.

Scanned with CamScanner

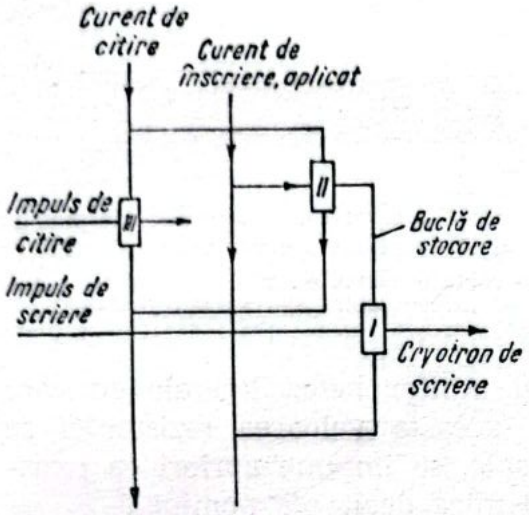


Fig. 210. — Celulă de memorie realizată cu cryotron.

tajoasă numai în cazul cînd sistemele cryogenice fac parte din sisteme complexe mari, cum sînt calculatoarele fixe de mare capacitate.

9.5. Diode peliculare

Dispozitive active, realizate în întregime numai pe bază de straturi subțiri, au căpătat o largă răspîndire în ultimii ani (după 1964). Există un mare număr de lucrări asupra diferitelor tipuri de elemente active bazate pe folosirea straturilor subțiri. Nu are rost să se trateze în mod amănunțit varietatea mare de tipuri constructive ale acestor dispozitive bazate pe diferite fenomene fizice și avînd diferite mecanisme de funcționare. Vor fi enumerate doar principalele tipuri care au dat rezultate promițătoare și se va insista asupra acelor categorii de dispozitive active care prezintă mare interes practic și teoretic.

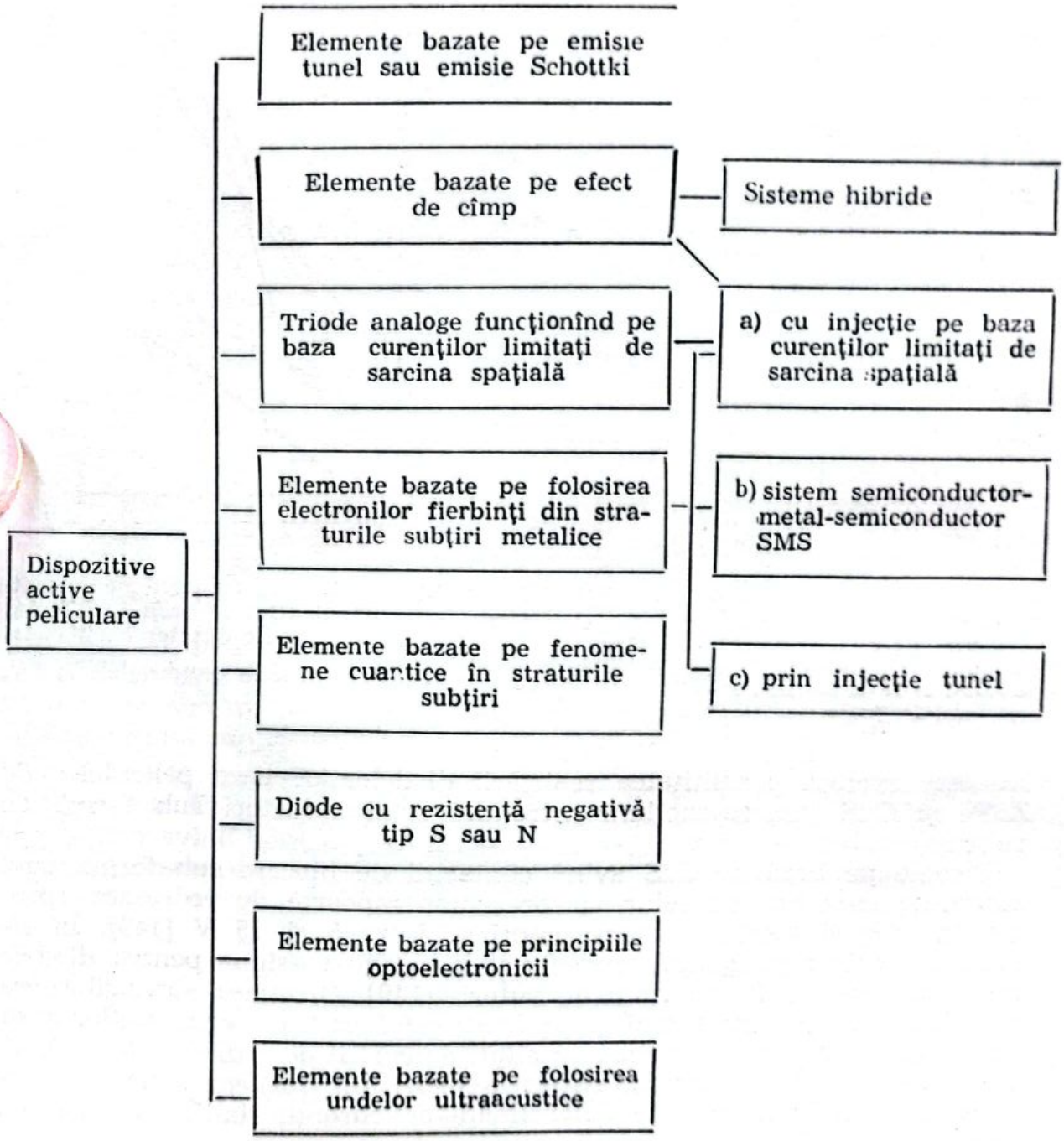
O privire generală asupra dispozitivelor active elaborate în diferite laboratoare de cercetare, se dă în lucrările de sinteză [145—147]. În tabelul 9 se reproduce după lucrarea [145] o clasificare generală a diferitelor dispozitive active peliculare (*DAP*).

În general, dispozitivele active peliculare se obțin pe baza straturilor subțiri policristaline și mai rar pe baza straturilor epitaxiale, acestea din urmă fiind larg folosite în circuitele integrate tridimensionale (scheme solide) sau în microelectronica funcțională. Evident că, în cazul straturilor subțiri policristaline caracterizate prin prezența unui număr imens de defecte, nu se poate vorbi de folosirea purtătorilor minoritari, așa cum aceasta are loc, de exemplu, în cazul tranzistorilor $p—n—p$. Pentru crearea dispozitivelor active pe bază de straturi subțiri trebuie să se ia în considerare fenomenele fizice legate de mișcarea purtătorilor majoritari, așa cum, de exemplu, se întîmplă în cazul tranzistorilor unipolari.

Printre primele tipuri de diode pe bază de straturi subțiri pot fi menționate diferite heterojoncțiuni hibride realizate prin depunerea unei pelicule semiconductoare pe un monocristal semiconductor de conducție inversă. Pentru realizarea acestor heterojoncțiuni se cere ca cele două materiale semiconductoare să aibă lărgimea zonei interzise cam de același ordin de mărime. În lucrarea [148] se studiază heterojoncțiunile realizate între doi compuși semiconductori din grupa A^2B^6. Diodele au fost realizate prin evaporarea unei pelicule policristaline de tip n de

Tabelul 9

Clasificarea dispozitivelor active peliculare



CdS pe monocristale de tip *p* de ZnTe, sau prin evaporarea unei pelicule de tip *p* de ZnTe pe monocristale de tip *n* de CdS. Constantele reţelelor cristaline ale celor două substanţe sînt de acelaşi ordin de mărime. S-au obţinut rapoarte de redresare de ordinul 5.10^4 şi densităţi de curent direct de ordinul a 5 A/cm² sub o tensiune de ~3 V.

Scanned with CamScanner

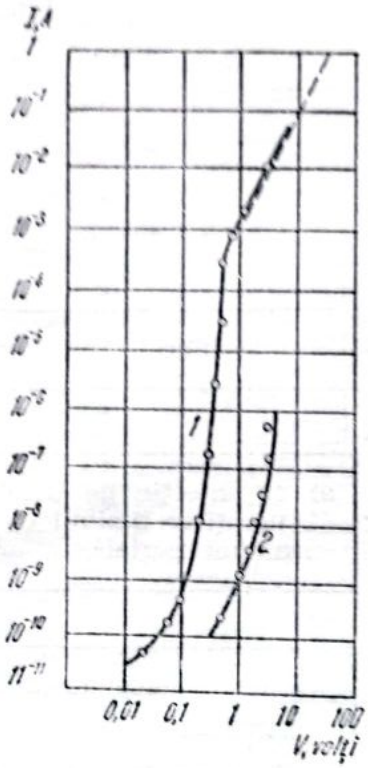


Fig. 211. — Caracteristicile curent-tensiune ale unei diode peliculare cu CdS.
1 — potențialul pozitiv este aplicat pe stratul de Te (de blocare); 2 — potențial negativ este aplicat pe Te.

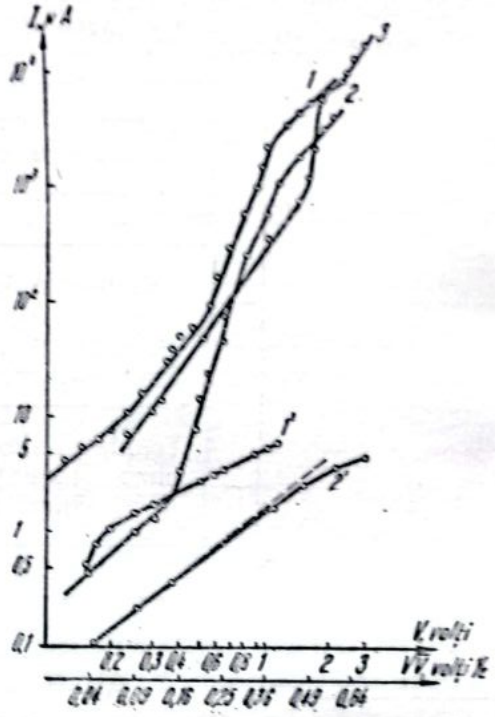


Fig. 212. — Caracteristicile curent-tensiune ale structurilor Au-CdS-Te-Au. 1,2,3 — ramurile directe; 1', 2' — ramurile inverse în coordonatele I, $\sqrt{U}$.

Nu este exclusă posibilitatea realizării diodelor pe baza peliculelor de ZnTe și CdS (heterojoncțiuni între doi semiconductori sub formă de peliculă).

Diodele pe bază de CdS avînd contactul de blocare sub forma unei suprafețe circulare de telur au prezentat rapoarte de redresare apreciabile (10^6) și tensiuni inverse cuprinse între 5 și 15 V [149]. În figura 211 este reprezentată caracteristica curent-tensiune pentru diodele de tipul Au-CdS-Te obținute de autorii [149]. Grosimea straturilor era de ordinul a 5 μm iar suprafața de lucru ~0,1 cm². În regim staționar se obțineau pentru aceste straturi densități de curent de ordinul a 0,1 A/cm². Analizînd rezultatele experimentale autorii [149] trag concluzia că funcționarea acestor diode este determinată de curenții limitați de sarcina spațială.

Structuri de tipul Au-CdS-Te-Au au fost realizate și studiate și de către autorii [150]. Straturile semiconductoare cît și metalice au fost depuse în vid pentru diferite temperaturi ale suportului. CdS s-a depus la temperaturi ridicate (150—650°C). Pentru straturi de CdS depuse pe suporți încălziți la 150—300°C și 400—500°C, în ramura directă a caracteristicii curent-tensiune s-au observat două porțiuni cu

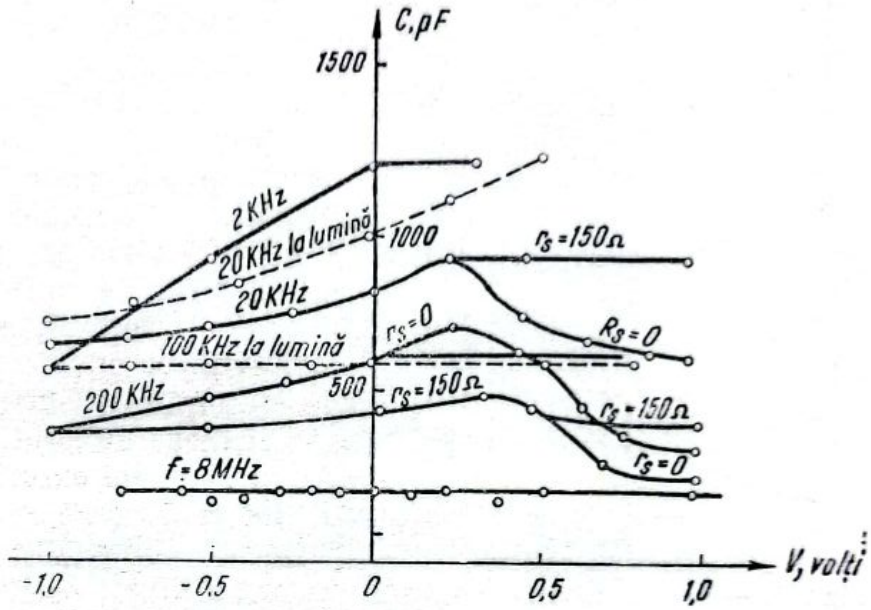


Fig. 213. — Dependența componentei active a capacității diodei peliculare în funcție de tensiunea de polarizare și de frecvență.

dependență pătratică a curentului de tensiunea aplicată (fig. 212, curbele 1 și 2). Avînd în vedere acest lucru cum și dependența curentului, invers proporțională cu puterea a treia a grosimii stratului, autorii [150] au considerat că ramura directă a caracteristicii se poate explica prin mecanismul apariției curenților limitați de sarcina spațială. Autorii respectivi au studiat și dependența componentei active a capacității diodei, cum și a rezistenței R în funcție de tensiunea aplicată ; rezultatele obținute sînt reprezentate în figurile 213 și 214, iar o explicație a lor este expusă succint în lucrarea respectivă.

Rapoarte de redresare ridicate au fost obținute în cazul diodelor peliculare cu dielectric. Așa, de exemplu, diodele realizate pe bază de oxid de titan avînd electrozii de aur, bismut sau argint, au prezentat rapoarte de redresare de ordinul a 10^5, avînd tensiuni inverse cuprinse între 2

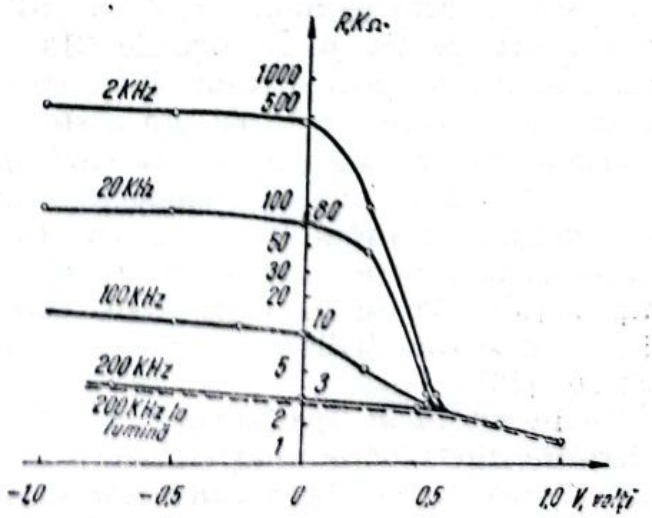


Fig. 214. Dependența rezistenței R a diodei în funcție de tensiune și de frecvență.

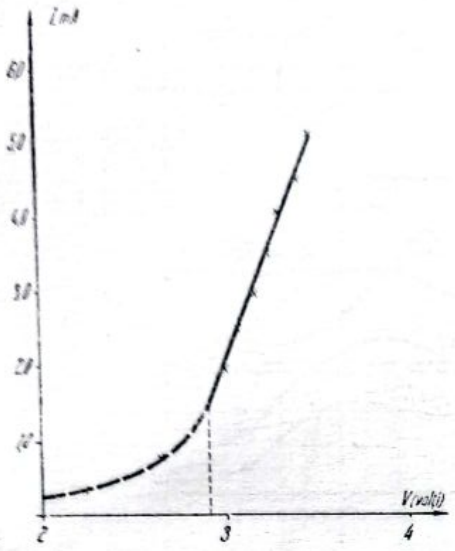


Fig 215. — Caracteristica curent-tensiune a diodelor peliculare Au-CdS -PbTe-Ag [152].

și 20 V. Diode pe bază de pelicule obținute prin condensare din fază gazoasă au fost studiate în lucrare [151].

Autorii lucrării [151] au realizat heterojoncțiuni între un semiconductor și un izolator (metal-izolator-semiconductor-metal). În calitate de semiconductor (semiizolator) a fost folosit CdS, iar ca dielectric s-au folosit pelicule din SiOx, CdTe și Al_2O_3. Contactul chimic pentru stratul de CdS a fost realizat sub forma unui strat subțire de aluminiu. Contactul la stratul dielectric s-a realizat cu ajutorul unor pelicule de Au și în unele cazuri din Al. Funcționarea diodei se bazează pe fenomenul de emisie Schottki din contactul de blocare pentru un sens invers de conectare, la fel ca în diodele Metal-Semiconductor-Metal (*MSM*). Datorită calității scăzute a stratului semiconductor policristalin, domeniul sarcinii spațiale în regiunea contactului de blocare la diodele *MSM* era foarte îngust ceea ce ducea la valori ridicate ale capacității diodei și la curenții de scurgere mari. Pentru a elimina aceste insuficiențe autorii [151] au interpus între stratul semiconductor și contactul de blocare un strat dielectric foarte subțire (200—500 Å) la fel ca în cazul triodelor *p—n—i—p*. În cazul diodelor (Metal-Dielectric-Semiconductor-Metal) studiate în lucrarea [151] s-au obținut coeficienții de redresare foarte ridicați (10^5—10^6).

Rezultate foarte bune în construcția diodelor peliculare pe CdS au fost obținute de autorii [152]. Structurile realizate au fost întrucîtva diferite de cele întîlnite în literatură, în sensul că ultimul contact a fost ales din argint, iar depunerea lui s-a făcut nu prin evaporare în vid, ci prin aplicarea de pastă de argint (de mică grosime). S-au realizat diode Au-CdS-Te cum și diode Au-CdS-PbTe în care stratul de telurură de plumb era de tip *p*. În figurile 215 și 216 sînt redate caracteristicile curent-tensiune pentru respectivele straturi. De notat că în cazul acestor diode capacitatea joncțiunii era destul de mare (~5—10.10^3 pF) datorită grosimii prea mici a regiunii sarcinii spațiale cum și a altor factori. În figura 217 este redată dependența capacității acestor diode în funcție de tensiunea aplicată, iar în figura 218 este reprezentată dependența rezistenței în funcție de tensiune și de frecvență. Cu ajutorul diodelor de tip Au-CdS-Te și Au-CdS-PbTe, autorii [152] au realizat și circuite logice integrate bidimensionale, cum ar fi circuite SAU, circuite ȘI etc. [157].

În literatura de specialitate au apărut o serie de lucrări în care sînt descrise diode prezentînd caracteristici cu rezistență negativă de tip *N* sau *S*, realizate pe baza straturilor subțiri dielectrice [153—156]. De obi-

Scanned with CamScanner

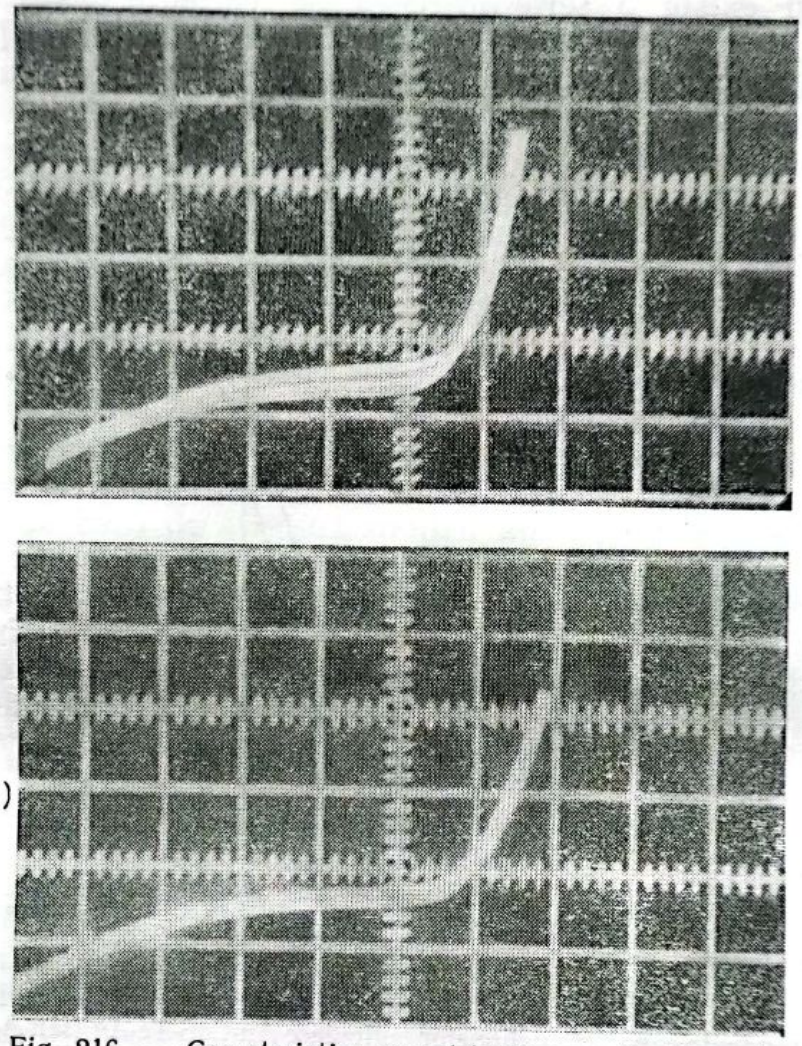


Fig. 216. — Caracteristica curent-tensiune a diodelor peliculare Au-CdS-Te-Ag (sau Au-CdS-PbTe-Ag,) ridicate la osciloscraf [152].

cei, unul din contactele diodei se oxidează parțial, după care se depune prin evaporare cel de-al doilea contact. Așa s-au creat asemenea diode pe bază de Ti : (Ti-TiO_2-Ag), Ta : (Ta-Ta_2O_5-Au), Nb : (Nb-Nb_2O_5-Au) etc.

Pentru grosimi mari ale stratului dielectric se obțineau, în general, caracteristici curent-tensiune obișnuite. Caracteristici cu rezistență negativă se obțineau numai pentru grosimi mici ale dielectricului (60—1000 Å). În lucrarea [156] se arată că pentru obținerea unor intensități mari ale curentului prin diodă și a porțiunii de rezistență negativă în caracteristica curent-tensiune, este necesară „formarea" electrică a diodei. Pentru aceasta se aplică sistemului o tensiune continuă a cărei mărime crește mereu pînă la o valoare V_f pentru care se observă un salt „brusc" al curentului fără ca acest salt să fie totuși legat de străpungerea dielectrică a stratului. După micșorarea tensiunii și ridicarea ulterioară a ei se observă în domeniul $0 \leqslant V \leqslant V_f$ — și chiar în domenii mai largi — mari valori ale curentului cum și caracteristici cu rezistență

negativă. Deşi există o serie întreagă de variante pentru explicarea mecanismului de funcţionare a acestor diode peliculare [155], [156], [145] etc., acest mecanism nu a fost încă nici pînă acum bine lămurit, problema rămînînd deschisă.

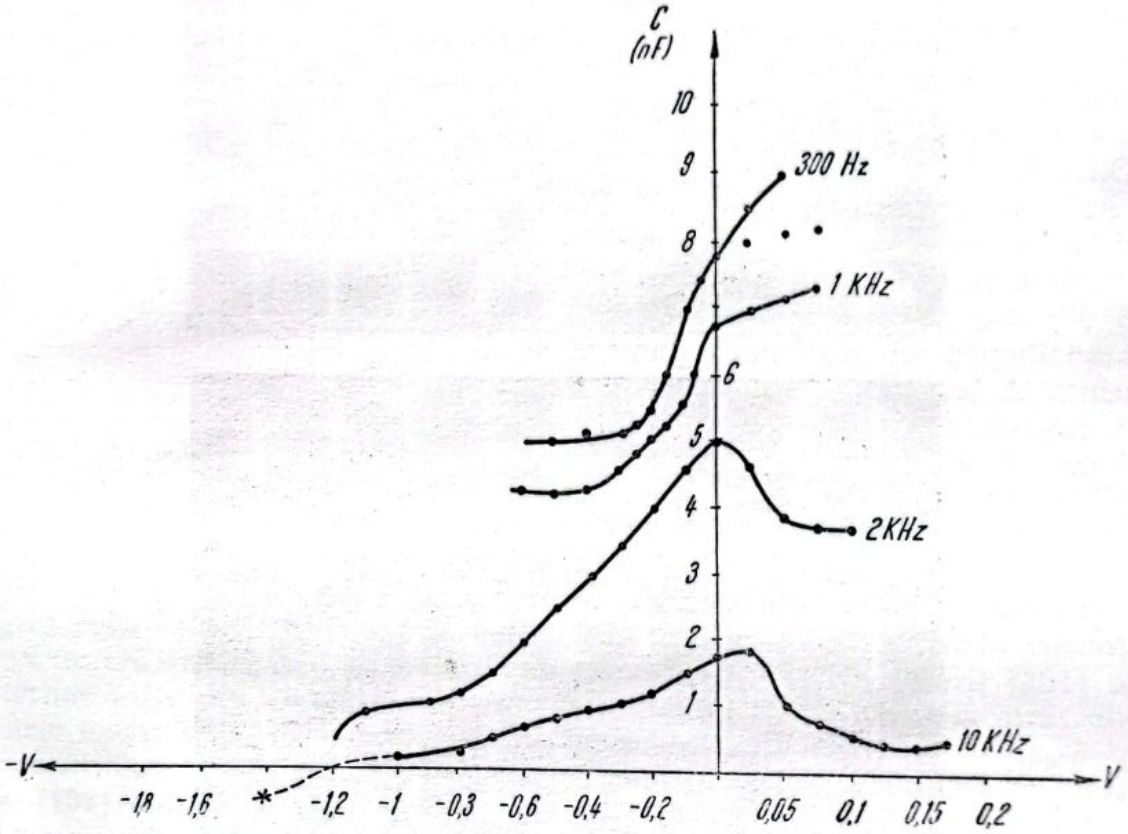


Fig. 217. — Dependenţa capacităţii diodelor peliculare Au-CdS-Te-Ag (sau Au-CdS-PbTe-Ag) în funcţie de tensiunea de polarizare şi frecvenţă [152].

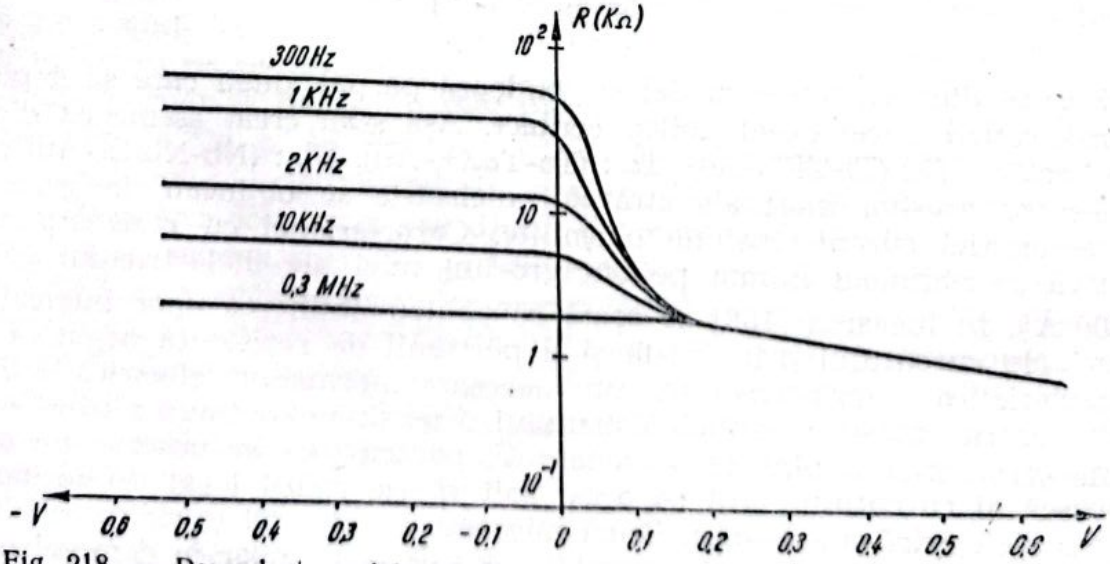


Fig. 218. — Dependenţa rezistenţei diodelor peliculare Au-CdS-PbTe-Ag în funcţie de tensiunea de polarizare şi frecvenţă [152].

Scanned with CamScanner

9.6. Tranzistori peliculari cu efect de cîmp

Printre primele tipuri de triode pe bază de straturi subţiri se pot menţiona trioda cu dielectric [158], [159], triode *SMS* [160], [161], triode lucrînd pe baza curenţilor limitaţi de sarcina spaţială [162] tranzistori cu efect de cîmp [163—166] etc. Este greu de comparat între ele diferitele tipuri de triode peliculare, întrucît caracteristicile, particularităţile şi performanţele lor nu sînt bine cunoscute.

Mai amănunţit au fost cercetaţi tranzistorii peliculari cu efect de cîmp (*TPEC*), datorită succeselor obţinute în realizarea lor, cît şi performanţelor superioare pe care le prezintă aceste triode faţă de alte tipuri. De aceea, în acest subparagraf vor fi trataţi mai detaliat tranzistorii cu efect de cîmp pe bază de straturi subţiri, amintindu-se doar în treacăt despre alte tipuri de tranzistori peliculari.

Weimer [163], [164] a obţinut primii tranzistori cu efect de cîmp realizaţi în întregime sub formă de straturi subţiri. Spre deosebire de tranzistorii cu efect de cîmp pe bază de monocristal (v. paragraful 8.2.3) tranzistorii peliculari au poarta (electrodul de comandă) izolată de stratul semiconductor cu ajutorul unui strat subţire de dielectric (SiO_2, SiO, $CaFe_2$, MgF_2, TiO_2, Al_2O3 etc.). Primul material semiconductor folosit pentru triodele peliculare cu efect de cîmp a fost sulfura de cadmiu [163], [164]. Ulterior pentru realizarea triodelor cu efect de cîmp au fost folosite şi alte materiale ca Te [165], CdSe [166], [167], InSb [168—170], ZnTe [168], HgSe [171], SnO_2 şi In_2O_3 [172], PbTe [179] etc.

În literatura de specialitate sînt descrise diferite variante constructive ale tranzistorilor peliculari cu efect de cîmp (fig. 219). Oricare variantă conţine însă stratul semiconductor (1), separat de electrodul de comandă (2) printr-un strat izolator (3). Electrozii sursă (4) şi drenă (5) sînt plasaţi în contact direct cu stratul semiconductor, distanţa între ei fiind, în general mică (5—50 μm). În figura 219 sînt reprezentate unele din cele

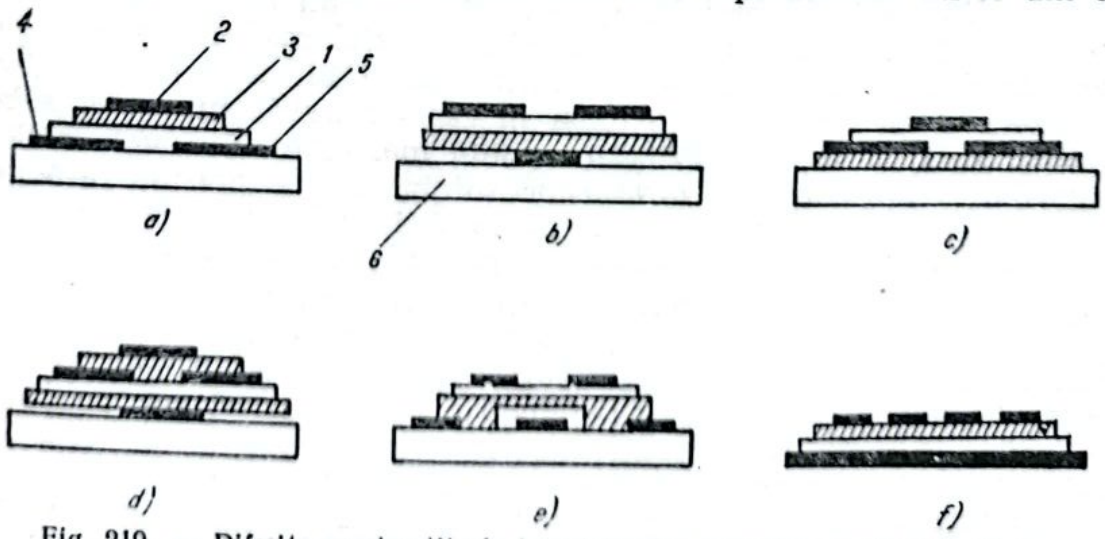


Fig. 219. — Diferite construcţii ale tranzistorului pelicular cu efect de cîmp.

Scanned with CamScanner

mai răspîndite variante de tranzistori cu efect de cîmp, pe bază de straturi subțiri. Aceste variante se deosebesc între ele prin complexitatea tehnologică, cît și prin performanțele pe care le prezintă. Astfel, varianta planară a tranzistorului (figura 219, *c*) este ușor de realizat iar performanțele triodelor obținute în construcție planară sînt mai bune decît cele corespunzătoare altor variante [170], [173].

Dimensiunile geometrice caracteristice triodelor peliculare pe bază de efect de cîmp realizate de diferiți cercetători sînt următoarele :

— grosimea stratului semiconductor : 0,1—1,0 μm ;
— distanța sursă-drenă : 5—50 μm ;
— grosimea stratului dielectric : 500—10 000 Å ;
— lungimea de lucru a electrozilor : 1—5 mm.

Majoritatea tranzistorilor peliculari cu efect de cîmp au fost obținuți prin metoda evaporării termice în vid. Regimul obținerii straturilor subțiri semiconductoare prin metoda evaporării termice a fost descris în paragrafele 9.1—9.3 din cadrul capitolului de față. Sulfura de cadmiu — primul material folosit în obținerea tranzistorilor peliculari cu efect de cîmp (*TPEC*) — are dezavantajul că disociază puternic pentru temperaturile obișnuite de evaporare (700—1000°C). Ca atare, straturile subțiri obținute conțin o mare cantitate de Cd în plus față de compoziția stoichiometrică. Micșorarea surplusului de metal și implicit ridicarea rezistenței specifice a stratului obținut, se realizează uneori prin evaporarea compusului la temperaturi de evaporare scăzute, pe suporți puternic încălziți, sau prin evaporarea CdS în atmosferă de H_2S. Temperatura ridicată a suportului permite, în același timp, obținerea unor straturi cu structură cristalină bună (cristalite mari, orientate preferențial). Totuși, primele triode cu efect de cîmp pe bază de straturi subțiri de CdS au prezentat caracteristici și performanțe remarcabile. Panta $\left(g_m = \frac{\partial I_d}{\partial V_p}\right)$ acestor triode atinge valori cuprinse între 4 și 25 m A/V [173], [174] iar factorul de amplificare în tensiune atingea valori cuprinse între 80 și 150. Deși ulterior s-au folosit și alte materiale semiconductoare, performanțele obținute au variat totuși în jurul celor obținute pe baza sulfurii de cadmiu. Numai în cazul folosirii straturilor subțiri de telur au fost obținuți *TPEC* cu pantă mai mare și anume egală cu 40 mA/V [165]. Folosirea straturilor subțiri de Te prezintă avantajul absenței fenomenului de disociere termică în timpul evaporării.

Cerințele de bază pe care trebuie să le îndeplinească un material semiconductor spre a putea fi folosit pentru realizarea *TPEC* sînt multiple. În primul rînd, mobilitatea purtătorilor de sarcini trebuie să fie suficient de ridicată, întrucît performanțele tranzistorului cu efect de cîmp depind în mod direct de acest parametru. De asemenea, este necesar ca materialul să prezinte o concentrație mică a defectelor care constituie centre de captare (capcane) a electronilor, o mică concentrație a stărilor de suprafață la granița cu stratul dielectric, o mare lărgime ΔE_0 a zonei interzise fapt care să asigure unipolaritatea mecanismului de funcționare

Scanned with CamScanner

a *TPEC* etc. Cu toate acestea, multe materiale semiconductoare cu zonă interzisă îngustă (Te, InSb, InAs) au fost folosite pentru realizarea tranzistorilor cu efect de cîmp pe bază de straturi subțiri. În cazul *TPEC* pe bază de Te, de exemplu, rezultatele obținute s-au dovedit extrem de promițătoare, făcînd ca această substanță să fie considerată ca unul dintre cele mai bune materiale semiconductoare de tip *p*, indicat pentru fabricarea triodelor peliculare. Dintre substanțele semiconductoare de tip *n*, cele mai multe perspective le are seleniura de cadmiu, care în comparație cu sulfura de cadmiu posedă o mobilitate ridicată a purtătorilor de sarcini atingînd valori de ordinul a 10—200 $cm^2/V.s$ [166]. În plus, presiunea vaporilor de seleniu este mult mai mică decît presiunea vaporilor de sulf în regiunea temperaturilor de evaporare, ceea ce face ca peliculele de CdSe să aibă o compoziție mult mai apropiată de compoziția stoichiometrică.

Tranzistorii cu efect de cîmp pe baza straturilor subțiri de CdSe s-au dovedit a avea parametrii destul de buni. Panta g_m a acestor tranzistori era cuprinsă — după datele lucrării [166] — între 12 și 25 mA/V. Caracteristicile curent-tensiune ale acestor triode aveau aceeași alură cu cele obținute de Weimer în cazul *TPEC* pe bază de CdS prezentînd o regiune de saturație a curentului de drenă la fel ca pentru orice tranzistor canal (fig. 213, *a*) [166].

În multe lucrări asupra *TPEC* sînt descrise și caracteristici tip „triodă" (fig. 213, *b*) obținute, de regulă, pentru dispozitivele realizate pe baza straturilor subțiri semiconductoare cu rezistivitate ridicată. Performanțele acestor tranzistori peliculari sînt, de obicei, inferioare performanțelor obținute în cazul *TPEC* care prezintă caracteristici tip „pentodă" (fig. 220, *a*).

Deși funcționarea tranzistorilor peliculari cu efect de cîmp se bazează pe acțiunea cîmpului electric, aplicat între poartă și semiconductor, asupra conductibilității stratului semiconductor, mecanismul prin care se realizează această acțiune nu este bine cunoscut. Există o serie întreagă de teorii calitative și cantitative pentru explicarea mecanismului de funcționare a *TPEC*, dar nici una din aceste teorii nu poate fi considerată satisfăcătoare. Mai mult, ipotezele care stau la baza unei teorii pentru explicarea datelor experi-

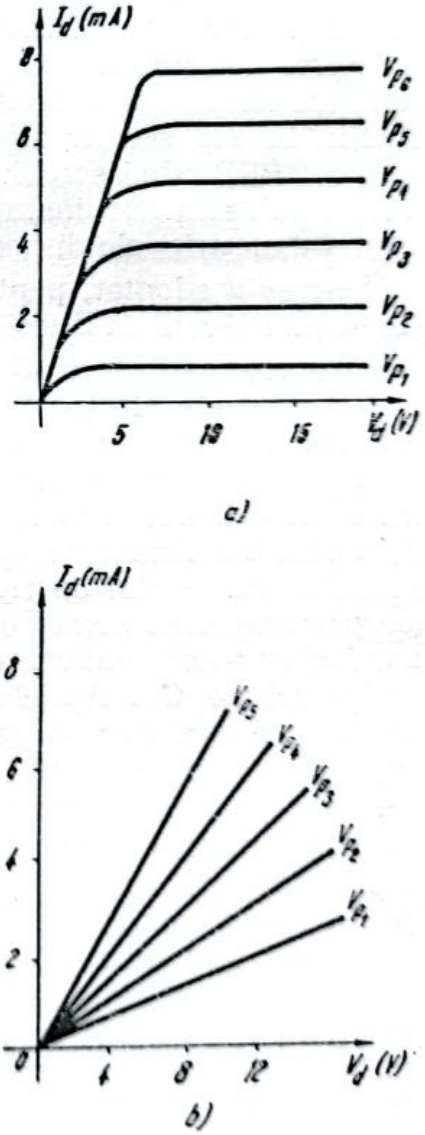


Fig. 220. — *a* — Caracteristicile tip „pentodă" ale *TPEC*; *b*—Caracteristicile tip „triodă" ale *TPEC*.

mentale, sînt contrazise de ipotezele pe care se bazează considerațiile altor cercetători. Astfel, mecanismul de funcționare a *TPEC*, propus de Weimer [165], [166], conform căreia cîmpul electric transversal între poartă și semiconductor induce, prin stratul izolant, o sarcină pe suprafața semiconductorului, este combătut de autorii lucrării [175], care afirmă că funcționarea *TPEC* se bazează pe excitarea (sub acțiunea cîmpului porții) electronilor de pe nivelele donoare din imediata vecinătate a zonei de conducție a semiconductorului. Este de presupus însă că indiferent de mecanismul prin care se realizează modulația conductivității stratului semiconductor, stările de suprafață la granița dintre dielectric și semiconductor prezintă o importanță considerabilă pentru funcționarea *TPEC*. Într-adevăr, acest lucru se și constată în urma analizei diferitelor rezultate experimentale. Pentru obținerea triodelor cu parametrii electrici buni este necesar ca densitatea stărilor de suprafață să fie micșorată, ceea ce se realizează prin diferite tratamente (termice) ale stratului semiconductor, în vid sau în diferite medii. Din această cauză construcția planară a *TPEC* este deosebit de avantajoasă, deoarece permite tratarea stratului semiconductor înainte de depunerea celorlalte elemente (electrozii, stratul dielectric) ale dispozitivului.

Weimer a adoptat, pentru descrierea proceselor fizice din *TPEC*, considerațiile făcute de Shockley [40] pentru tranzistori canal.

Între electrozii sursă-drenă se aplică o diferență de potențial V_d sub acțiunea căreia electronii trec din sursă prin stratul semiconductor spre electrodul drenă. Stratul semiconductor cuprins între sursă și drenă poartă denumirea de canal, iar lungimea lui este determinată de distanța între cei doi electrozi. Tensiunea aplicată între poartă și sursă are rolul de a modula rezistența stratului semiconductor, prin aceasta influențînd valoarea curentului de electroni care trec prin canal între sursă și drenă (se presupune că semiconductorul este de tip *n*). Structura **poartă (metal)-izolator-semiconductor** (canal), poate fi asimilată cu un condensator de capacitate C_p. Aplicînd între poartă și sursă un potențial pozitiv acest „condensator" se va încărca ceea ce va duce la apariția în semiconductor a unor sarcini electrice negative (electroni) care vor crea o sarcină spațială în stratul de la suprafața de contact a semiconductorului cu stratul dielectric. În felul acesta semiconductorul se va îmbogăți în purtători de sarcini majoritari. Aplicînd pe poartă o tensiune pozitivă mai mare sau mai mică numărul acestor purtători de sarcini va crește mai mult sau mai puțin și ca atare și curentul I_d datorită extragerii purtătorilor din regiunea superficială a canalului, sub acțiunea cîmpului dintre sursă și drenă, va fi mai mare sau mai mic. Un asemenea mod de funcționare a dispozitivului se numește „de îmbogățire" (în purtători).

Se consideră că tensiunea V_p a porții este mult mai mare decît tensiunea aplicată între sursă și drenă :

$$V_p \gg V_d. \qquad 9.6.1$$

O variație ΔV_p a tensiunii aplicate electrodului de comandă va conduce la o variație $\frac{\Delta n}{cm^3}$ a concentrației purtătorilor în stratul semiconductor.

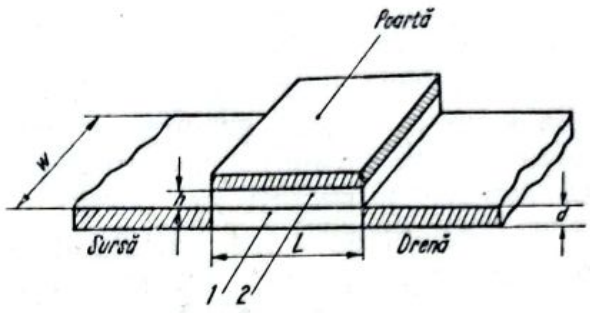


Fig. 221. — Schema simplificată a *TPEC.*

Dar:

$$\Delta n = \frac{\text{sarcina totală indusă}}{e \cdot \text{Volumul total}}. \qquad 9.6.2$$

Dacă d și w reprezintă grosimea și respectiv lățimea stratului semiconductor, atunci volumul total al canalului de lungime L va fi dat de produsul $L.w.d$ (fig. 221). Sarcina totală indusă datorită variației tensiunii V_p va fi dată de produsul $C_p \Delta V_p$. În acest caz Δn se poate exprima prin expresia :

$$\Delta n = \frac{C_p \cdot \Delta V_p}{e \cdot L \cdot w \cdot d} \qquad 9.6.3$$

Pentru o tensiune V_d constantă, variația curentului de drenă I_d va fi dat de relația :

$$\Delta I_d = V_d \, \Delta R = V_d \frac{wd}{L} \cdot \Delta\sigma \, . \qquad 9.6.4$$

Pe de altă parte variația conductivității semiconductorului datorită variației ΔV_p a tensiunii de poartă va fi dată de :

$$\Delta\sigma = \Delta n \cdot e \cdot \mu_d \, . \qquad 9.6.5$$

în care μ_d reprezintă mobilitatea de drift a electronilor.

Ținînd seama de expresia 9.6.3 se obține :

$$\Delta I_d = V_d \frac{w \cdot d}{L} \cdot \frac{C_p \, \Delta V_p}{e \, L \, w \, d} \, e \, \mu_d \qquad 9.6.6$$

$$\frac{\Delta I_d}{\Delta V_p} \cdot \frac{1}{C_p} = \frac{\mu_d V_d}{L^2}. \qquad 9.6.7$$

Cum raportul $\frac{\Delta I_d}{\Delta V_p}$ reprezintă panta tranzistorului pelicular cu efect de cîmp, rezultă că relația 9.6.7 se poate scrie :

$$\frac{g_m}{C_p} = \frac{\mu_d \, V_d}{L^2} \, . \qquad 9.6.8$$

Dacă ε_d reprezintă constanta dielectrică a izolatorului expresia 9.6.8 devine :

$$g_m = \frac{\varepsilon_d \, w}{h} \, \frac{\mu_d \, V_d}{L} \, . \qquad 9.6.9$$

De obicei straturile subțiri policristaline conțin un număr mare de defecte distribuite atît la granițele dintre cristale, cît mai ales la granița cu stratul dielectric. Fără îndoială un număr mare de defecte se pot afla și în interiorul grăunțelor cristaline (cristalitelor). Toate aceste defecte duc la formarea de capcane adînci sau mai puțin adînci capabile să capteze purtătorii de curent.

În formula 9.6.9 s-a considerat că μ_d = constant, ceea ce este adevărat pentru semiconductori cu zona interzisă largă. Cînd se iau în considerație stările de suprafață și existența capcanelor pentru electroni, trecerea electronilor pe aceste capcane (neadînci) poate fi considerată ca o micșorare a mobilității de drift efective :

$$\mu_d = \mu_{d_0} 0 = \mu_{d_0} \frac{n}{n + n_c} \qquad 9.6.10$$

În această relație μ_d — reprezintă mobilitatea efectivă de drift în prezența capcanelor, μ_{d_0} — mobilitatea de drift adevărată (în absența capcanelor neadînci), n — concentrația purtătorilor liberi (în zona de conducție), iar n_c — concentrația electronilor captați în capcane.

Dacă concentrația capcanelor adînci (la distanțe energetice mari față de marginile zonelor de valență și de conducție) depășește concentrația donorilor, atunci, canalul (stratul semiconductor) nu posedă purtători liberi, iar purtătorii injectați vor umple întîi capcanele adînci neocupate, iar restul vor începe să participe la conducție.

După cum s-a menționat pentru funcționarea *TPEC* o importanță considerabilă o prezintă stările de suprafață la granița semiconductor-dielectric. Aceste stări pot fi de tip acceptor (capcane adînci și neadînci) și de tip donor. Ca urmare, la granița între semiconductor și stratul dielectric în condiții de echilibru (V_p=0) va apărea o curbare a zonelor energetice, curbare care va fi cu atît mai apreciabilă și mai stabilă cu cît densitatea stărilor de suprafață este mai mare (fig. 222). Evident aici joacă un rol important și natura dielectricului folosit, valoarea barierii

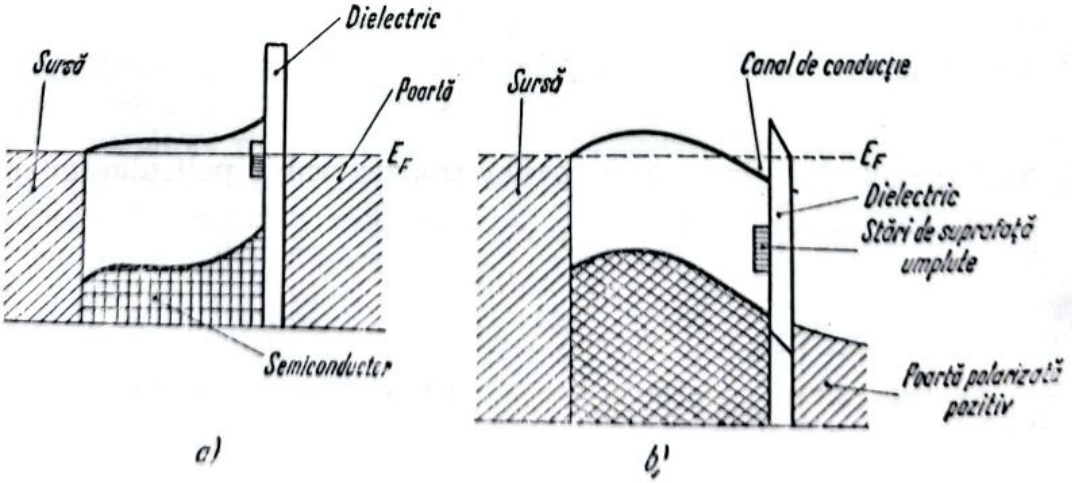


Fig. 222. — Schema energetică a *TPEC*: *a* — Cazul $V_p = 0$; *b* — Cazul $V_p > 0$.

de potențial care apare la granița între dielectric și stratul semiconductor etc. Tabloul energetic reprezentat în figura 222, *a* corespunde tranzistorului care lucrează în regim de îmbogățire. În reprezentarea energetică (fig. 222, *a*) acțiunea tensiunii pozitive aplicată electrodului de comandă conduce la îmbogățirea în electroni a stratului semiconductor la granița cu dielectricul ceea ce duce la o curbare a zonelor energetice așa cum se arată în figura 222, *b*. După cum se observă din figura 222, *b*, marginea inferioară a zonei de conducție în apropierea stratului dielectric se curbează așa de mult încît trece sub nivelul Fermi. Astfel, la suprafața semiconductorului, la granița cu dielectricul pentru tensiuni $V_p > 0$, apare un canal conductor. Evident că valoarea tensiunii $V_p > 0$ pentru care apare canalul conductor, depinde de densitatea stărilor de suprafață și ca atare de gradul de curbură inițială a zonelor. Tensiunea existentă inițial între electrodul de comandă și semiconductor și a cărei valoare este determinată de densitatea stărilor de suprafață se notează cu V_0. Ea se determină din expresia :

$$V_0 = \frac{N_0 e}{C_p} \qquad 9.6.11$$

unde e — reprezintă sarcina electronului iar N_0 — numărul electronilor care se află inițial în stările de suprafață. Această tensiune este pozitivă pentru tranzistori lucrînd în regim de îmbogățire. Există și tranzistori care lucrează în regim de „sărăcire" pentru care această valoare inițială V_0 a tensiunii porții este negativă.

În cazul tranzistorilor care funcționează în regim de „sărăcire" este necesar ca stările de suprafață să fie astfel încît pentru $V_p = 0$ să existe deja un canal conductor adică curentul de drenă I_d să aibă o valoare apreciabilă. Prin polarizarea negativă a porții, canalul conductor de la suprafață începe să dispară și ca atare curentul I_d va începe să scadă. Aceste triode lucrează în regim de sărăcire (în purtători) în stratul semiconductor (canal) rămînînd din ce în ce mai puțini electroni, ei fiind respinși de cîmpul aplicat între poartă și semiconductor.

La tranzistorii care lucrează în regim puternic de îmbogățire, pentru apariția unui curent I_d observabil, este necesar să se aplice tensiuni de polarizare V_d și V_p apreciabile, ceea ce înseamnă că intensitatea cîmpului electric trebuie să fie suficient de mare pentru umplerea celor N_0 nivele acceptoare sau capcane. Numai după aceea va apare canalul conductor la suprafața semiconductorului.

În triodele lucrînd în regim de sărăcire este necesară mai întîi golirea nivelelor donoare de la suprafață, după care începe să apară stratul sărăcit în purtători ceea ce duce la scăderea curentului de drenă I_d.

Se pot obține triode peliculare care pot lucra atît în regim de îmbogățire cît și în regim de sărăcire. Pentru $V_p = 0$ la aceste triode se observă deja saturația curentului de drenă I_d, acesta avînd în același timp o valoare apreciabilă (figura 223) [164]. Cercetările experimentale au arătat că modul de lucru prin îmbogățire sau sărăcire este determinat

Scanned with CamScanner

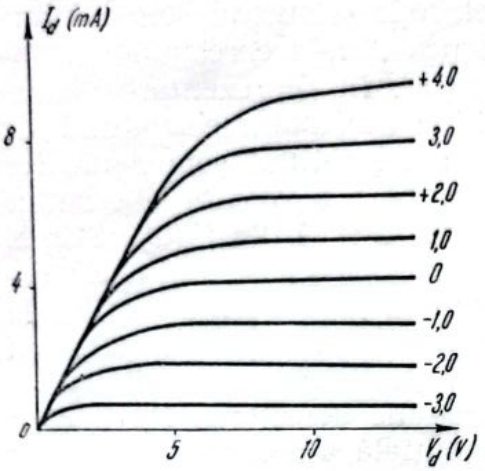


Fig. 223. — Caracteristicile *TPEC* —lucrînd atît în regim de sărăcire cît şi în regim de îmbogăţire.

de valoarea V_0 şi deci de natura şi densitatea stărilor de suprafaţă, de natura contactului între semiconductor şi dielectric etc. Natura exactă a stărilor de suprafaţă nu este bine cunoscută, aceasta putînd să difere de la un tip de semiconductor la altul, să depindă de dielectricul folosit, de modul de obţinere şi de prelucrare ulterioară a straturilor subţiri de dielectric sau semiconductor etc. Cu toate acestea, în practică, s-a putut destul de uşor regla V_0 astfel încît să se obţină un tip de triodă sau altul. Astfel, în lucrarea [173] se arată că prin aplicarea unui strat dielectric de CaF_2 pe stratul semiconductor de CdS încălzit în aer pentru o durată scurtă de 500°C, se obţin tranzistori lucrînd în regim de îmbogăţire ; aplicarea unui strat subţire de Si (oxidat apoi în aer) tot pe strat de CdS conduce la formarea triodelor lucrînd în regim de sărăcire. Tot în aceeaşi lucrare [173], se arată că valoarea V_0 poate, într-o oarecare măsură, să depindă de lucrul de ieşire al materialului electrodului de comandă. Această afirmaţie se bazează pe faptul că prin folosirea Al se obţin tensiuni V_0 mult mai mici decît în cazul folosirii straturilor din Au.

În lucrarea [174] este dedusă expresia teoretică a curentului de drenă în funcţie de tensiunea porţii V_p şi de tensiunea V_d aplicată între electrodul-sursă şi electrodul-drenă :

$$I_d = \frac{\mu C_p}{L^2}\left[(V_p - V_0)\, V_d - \frac{V_d^2}{2}\right] \qquad 9.6.12$$

unde μ — reprezintă mobilitatea de drift, C_p — capacitatea porţii, iar V_0 — tensiunea determinată de stările de suprafaţă şi de bariera de potenţial dintre semiconductor şi dielectric. Expresia lui V_0 este dată de 9.6.11. Relaţia 9.6.12 este adevărată în intervalul $0 \leqslant V_d \leqslant (V_p - V_0)$, adică pînă cînd începe regiunea de saturaţie (curbarea caracteristicilor). Faptul că după regiunea de saturaţie curentul I_d practic nu depinde de V_d se poate explica prin teoria lui Shockley referitoare la tranzistorul canal [40].

Formula 9.6.12 permite explicarea caracteristicilor curent-tensiune — tip pentodă a *TPEC*. Aşa de exemplu, conductivitatea de ieşire va depinde în mod liniar de tensiunea porţii V_p pînă în regiunea în care începe curbura caracteristicilor, deci în acord direct cu datele experimentale. Într-adevăr din 9.6.12 se obţine pentru G_d (cînd $V_d \to 0$) :

$$G_d = \frac{\partial i_d}{\partial V_d}\bigg|_{Vd \to 0} = \frac{\mu C_p}{L^2}(V_p - V_0). \qquad 9.6.13$$

Scanned with CamScanner

Pentru a afla tensiunea sursă-drenă în regiunea de curbare a caracteristicilor, se anulează panta curbei $I_d(V_d)$ dată de relaţia 9.6.12 :

$$\frac{\partial I_d}{\partial V_d} = \frac{\mu C_p}{L^2}\left[(V_p - V_0) - V_d\right] = 0 . \qquad 9.6.14$$

Din 9.6.14 rezultă tensiunea V_{d_s} pentru care intervine saturaţia :

$$V_{d_s} = V_p - V_0 \qquad 9.6.15$$

adică este egală cu valoarea efectivă a tensiunii de poartă. Curentul maxim I_d (în regiunea de curbare a caracteristicilor) se obţine înlocuind tensiunea V_{d_s} dată, de 9.6.15 în relaţia 9.6.12 :

$$I_{d(max)} = \frac{\mu \cdot C_p}{2L^2}(V_p - V_0)^2 \qquad 9.6.16$$

ceea ce confirmă dependenţa pătratică a curentului de saturaţie în funcţie de tensiunea efectivă a electrodului de comandă, în regiunea de curbare a caracteristicilor.

Panta *TPEC* corespunzătoare curentului maxim dat de 9.6.16 va fi egală cu :

$$g_m = \frac{\partial I_{d(max)}}{\partial V_p}\bigg|_{V_d = const} = \frac{\mu C_p}{L^2}(V_p - V_0) \qquad 9.6.17$$

relaţie care coincide cu cea dată de relaţia 9.6.8 în care V_d reprezintă de fapt valoarea maximă V_{d_s} dată de 9.6.15. Ţinînd seama de expresia pentru curentul $I_{d(max)}$ (v. 9.6.16) g_m se poate pune sub forma :

$$g_m = \frac{(2\mu C_p I_{d(max)})^{1/2}}{L} \qquad 9.6.18$$

adică este proporţională cu $(I_{d(max)})^{1/2}$.

Astfel, majoritatea proprietăţilor caracteristicilor curent-tensiune determinate experimental îşi găsesc explicaţia teoretică pe baza relaţiilor 9.6.12—9.6.18 ceea ce confirmă ipoteza efectului de cîmp pentru explicarea funcţionării *TPEC*. Relaţia pentru I_d este găsită anume în presupunerea că aceşti tranzistori funcţionează pe baza efectului de cîmp. Expresii similare pentru descrierea caracteristicilor curent-tensiune a *TPEC* au fost găsite şi de alţi cercetători completînd sau modificînd mai mult sau mai puţin ipotezele iniţiale. Astfel, în lucrarea [146], se găseşte următoarea expresie pentru curentul de drenă :

$$I_d = \frac{\mu C}{P L^2}\left[(V_0 + V_D - V_t) V_d - \frac{V_d^2}{2}\right] \qquad 9.6.19$$

formulă care conduce la relaţii identice sau apropiate cu relaţiile 9.6.13—9.6.18.

Scanned with CamScanner

În formula 9.6.19 dedusă în ipoteza μ=constant și C_g=const., s-au folosit următoarele notații :

I_d, V_d — curentul și tensiunea drenei ;

V_g — tensiunea electrodului de comandă ;

$V_D = \frac{N_d}{\bar{c}}$;

N_d — concentrația donorilor ;

$\bar{c} = \frac{C}{e \cdot L \cdot w \cdot d}$

C — capacitatea de intrare ;

d, w, L — grosimea, lățimea și respectiv lungimea stratului semiconductor ;

$V_t = \frac{N_t}{\bar{c}}$

N_t — concentrația capcanelor ;

$P = 1 + \frac{N_d}{N_{cd}}$ — reprezintă coeficientul de alipire ;

$$N_{cd} = N_c \, e^{-\frac{E_d}{kT}}.$$

În lucrarea [176] pentru descrierea caracteristicilor curent-tensiune a *TPEC*, de asemenea se găsește o expresie similară cu 9.6.12 sau 9.6.19 :

$$I = \frac{\mu_n \varepsilon_d}{w_d L} V_d \left[V_g - V_{g0} + V_{g1} - \frac{V_d}{2} \right] \qquad 9.6.20$$

în care :

μ_n — reprezintă mobilitatea purtătorilor ;

V_d — tensiunea sursă-drenă ;

L — lungimea canalului (distanța sursă-drenă) ;

w_d — grosimea stratului dielectric ;

ε_d — constanta dielectrică a stratului izolator ;

V_g — potențialul aplicat electrodului de comandă ;

$V_0 = -Q\sigma_s \left(\frac{w_d}{\varepsilon_d} \right)$ — reprezintă potențialul determinat de sarcina $Q\sigma_s$ — legată de stările de suprafață ;

$V_{g1} = e \cdot N \cdot d \frac{w_d}{\varepsilon_d}$;

N — reprezintă diferența dintre concentrațiile centrelor donoare și acceptoare ionizate ;

d — grosimea stratului semiconductor ;

e — sarcina electronului.

Scanned with CamScanner

Formula 9.6.20 de asemenea, a fost dedusă în ipoteza $\mu = \text{const}$ și este valabilă tot pe intervalul :

$$V_d < (V_g - V_{g0}) \qquad 9.6.21$$

ca și formula 9.6.12.

Numeroase cercetări experimentale și teoretice au arătat însă că pentru descrierea funcționării *TPEC*, nu se poate considera $\mu = \text{constant}$. În lucrarea [177] se arată că în *TPEC* lucrînd în regim de îmbogățire s-au obținut experimental valori ale mobilităților purtătorilor comparabile cu valorile găsite pentru monocristale. Întrucît straturile subțiri folosite erau policristaline, nu se putea presupune altceva decît că mobilitatea purtătorilor crește sub acțiunea unor factori de care depinde și funcționarea *TPEC*. Haering [177] presupune că mobilitatea poate să fie influențată de tensiunea aplicată electrodului de comandă. O asemenea dependență se poate datora următoarelor trei cauze : 1) variația concentrației centrelor ionizate și legată de aceasta, variația gradului de împrăștiere a purtătorilor de curent ; 2) variația înălțimii și formei barierelor intercristaline ; 3) variația grosimii canalului de conducție de la suprafața semiconductorului. Luînd în considerație variația $\mu = f(V_p)$ a mobilității, Haering a găsit expresia dependenței $I_d = f(V_d)$ pentru *TPEC* cît și expresia pantei g_m [177]. Unele precizări în legătură cu lucrarea [177] sînt făcute de M. Drăgănescu în nota [178]. Precizările se referă asupra lucrului *TPEC* la frecvențe înalte, la care cauzele 2) și 3) arătate mai sus se fac foarte slab simțite.

Mobilitatea efectivă μ_{ef} poate fi determinată experimental prin măsurarea pantei g_m și a capacității C_p unui tranzistor pelicular cu efect de cîmp. Într-adevăr, din 9.6.8 se poate obține μ_d :

$$\mu_d = \frac{g_m L^2}{C_p V_d} \qquad 9.6.22$$

S-a găsit că μ_d (sau μ_{ef}) pentru *TPEC* pe baza straturilor subțiri policristaline de CdS are valori cuprinse între 1 și 150 $cm^2/V.s$, adică depășește cu mult mobilitatea Hall măsurată la aceleași straturi subțiri. Indiferent de mecanismul propus pentru explicarea funcționării tranzistorilor peliculari este cert stabilit faptul că panta g_m a dispozitivului este proporțională cu mobilitatea purtătorilor în stratul semiconductor. De aici rezultă importanța căutării și folosirii materialelor care au mobilități ridicate, cît și îmbunătățirea structurii cristaline și a altor parametrii ai stratului în scopul obținerii unor mobilități apreciabile chiar și în stratul policristalin. Este de presupus că această mobilitate trebuie să fie mai ridicată în cazul straturilor subțiri texturizate (cristalitele au orientarea preferențiată) și cu cristale de mari dimensiuni, cum și în straturile subțiri monocristaline [131].

Scanned with CamScanner

CAPITOLUL 10

Circuite integrate monolitice

10.1. Tranzistori cu cîmp intern. Diferte tipuri constructive

Circuitele integrate monolitice, denumite şi scheme solide, au căpătat o răspîndire aproape exclusivă în tehnica electronică modernă, acoperind vastul domeniu al microelectronicii în proporţie de peste 80—90%.

Spre deosebire de schemele integrate pe bază de straturi subţiri un circuit integrat tridimensional (schemă solidă) este realizat într-un singur bloc monolitic din material semiconductor (monocristal). Astfel, pe baza unuia sau a cîtorva monocristale semiconductoare se obţine o construcţie care să îndeplinească funcţiile electronice ale unui număr oarecare de elemente active şi pasive fără ca acestea să fie legate între ele prin conexiuni externe.

Elementele electronice componente se obţin prin crearea în plăcuţa monocristalină a unor porţiuni care, prin proprietăţile lor, sînt echivalente cu elemente active şi pasive şi în totalitatea lor îndeplinesc funcţiile unei scheme electronice.

Construcţia elementelor active folosite în circuitele integrate tridimensionale se bazează pe unele metode „clasice" (difuzie, epitaxie etc.), cum şi pe unele tehnici speciale (de exemplu tehnicile *MOS*, implantare ionică etc.). Diodele şi triodele semiconductoare obişnuite se realizează pe baza joncţiunilor p—n obţinute prin diferite procedee tehnologice. Cele mai larg utilizate sînt tehnicile pentru obţinerea tranzistorilor planari şi „mesa" folosindu-se procedeele creşterilor epitaxiale şi difuziilor succesive.

Din structurile de tranzistor decurg cu uşurinţă şi structurile diodelor prin folosirea fie a joncţiunilor emitor-bază, fie a joncţiunilor bază-colector. În acest mod pot fi obţinute diode planare sau mesa din structurile respective ale tranzistorilor.

Tot în construcţia circuitelor integrate monolitice se folosesc şi structuri speciale cum ar fi structurile p—n—p—n, cum şi structurile de tip *MOS* (metal-oxid-semiconductor). Despre aceste tipuri de structuri cum

Scanned with CamScanner

și despre alte tehnici speciale folosite în construcția schemelor solide se va trata în paragrafele următoare. În paragraful de față vor fi analizați tranzistorii cu cîmp intern de tip mesa, planar și planaro-epitaxial.

După cum s-a arătat mai înainte (fig. 159) acești tranzistori sînt caracterizați prin prezența unui cîmp electric în bază ca urmare a distribuției neuniforme a impurităților în această regiune. Întrucît majoritatea metodelor folosite pentru crearea unei distribuții neuniforme a impurităților în bază se bazează pe fenomenul difuziei atomilor de impurități în materialul semiconductor, acești tranzistori mai poartă denumirea de tranzistori cu bază difuzată.

Legea de distribuție prin difuzie termică a atomilor de impurități în bază se exprimă printr-o relație relativ complicată [37] conținînd integrala de probabilitate $\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\xi^2} d\xi$, dar pentru o serie întreagă de cazuri practice această lege de distribuție poate să fie aproximată — cu un grad de precizie suficient de bun — printr-o lege exponențială de forma :

$$N_d(x) \simeq N_d(0) \cdot e^{-\frac{x}{L_{imp}}}. \qquad 10.1.1$$

În această formulă mărimea L_{imp} reprezintă lungimea medie de difuzie termică a atomilor de impuritate în timpul încălzirii.

Dacă se consideră originea axelor la granița emitor-bază, atunci legătura între concentrațiile atomilor de impurități la granița cu emitorul N_e și la joncțiunea colectorului se poate exprima printr-o lege de forma 10.1.1 :

$$N_c = N_e e^{-K \cdot 2w} = N_e e^{-K d(x)}. \qquad 10.1.2$$

În formula 10.1.2 s-a luat pentru concentrația $N(x)$, valoarea sa în punctul N_c, adică la granița joncțiunii colectorului.

Valoarea cîmpului electric creat de această distribuție neuniformă a impurităților se poate afla apelînd la ecuația continuității care dă expresia densității curentului de electroni (v. 3.2.1) :

$$J_n = e \mu_n n \cdot E + e \cdot D_n \frac{dn}{dx}. \qquad 10.1.3$$

Ținînd seama că într-un semiconductor izolat densitatea curentului de electroni este nulă, rezultă (v. 3.2.7) :

$$E = -\frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{n(x)} \cdot \frac{dn(x)}{dx}. \qquad 10.1.4$$

Presupunînd că $n = n(x) \approx N_c = N_e e^{-l}$, relația 10.1.4 devine :

$$E = \frac{kT}{e} K, \qquad 10.1.5$$

Scanned with CamScanner

Expresia lui K se poate scoate din 10.1.2 :

$$K = \frac{1}{2w} \ln \frac{N_e}{N_c}. \qquad 10.1.6$$

Dacă se introduce mărimea η — numită indicele scăderii concentrației :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{N_e}{N_c} \qquad 10.1.7$$

relația 10.1.6 devine :

$$E = \frac{kT}{e} \cdot \frac{2\eta}{2w}. \qquad 10.1.8$$

Comparînd expresiile 10.1.8 și 10.1.5 rezultă :

$$K = \frac{2\eta}{2w} = \frac{2\eta}{d} \qquad 10.1.9$$

mărime care poartă denumirea de factor de cîmp.

După cum reiese din relația 10.1.8 cîmpul electric în bază va fi cu atît mai intens cu cît este mai mare indicele η de scădere a concentrației de la emitor (N_e) spre colector (N_c). În același timp, cu cît este mai mare intensitatea cîmpului electric în bază, cu atît mai mult va crește și viteza de mișcare a purtătorilor spre colector, deci se micșorează durata de parcurgere a bazei, ceea ce duce la creșterea frecvenței limită a coeficientului de amplificare ω_α.

Rezultă deci că frecvența limită ω_α depinde în mod direct de indicele η :

$$\omega_\alpha \approx C \cdot \eta \qquad 10.1.10$$

unde C reprezintă o constantă care depinde de valoarea $2w$ a grosimii bazei și de coeficientul de difuzie D_p [14].

Comparînd între ele relațiile 10.1.1 și 10.1.2 și ținînd seama de 10.1.6 se poate găsi relația între lărgimea $2w$ a bazei și L_{imp} :

$$\frac{2w}{L_{imp}} = \ln \frac{N_d(0)}{N_d(2w)} \qquad 10.1.11$$

unde prin $N_d(0)$ și $N(2w)$ s-au notat concentrațiile N_e și respectiv N_c.

Viteza cu care golurile parcurg stratul bazei în prezența cîmpului E este caracterizată nu numai de timpul de difuzie t_0, ci și de timpul de drift t_{dr}. Acesta din urmă se poate afla luînd în considerare viteza de drift $\mu_p E$ și distanța $2w$ dintre emitor și colector :

$$t_{dr} = \frac{2w}{\mu_p E}. \qquad 10.1.12$$

Scanned with CamScanner

Din relațiile 10.1.11, 10.1.6 și 10.1.5 rezultă :

$$E = \frac{1}{L_{imp}} \frac{kT}{e}. \qquad 10.1.13$$

Ținînd seama și de relația lui Einstein :

$$\mu_p = \frac{e}{kT} D_p \qquad 10.1.14$$

formula 10.1.12 se poate scrie sub forma :

$$t_{dr} = \frac{2w}{D_p} L_{imp}. \qquad 10.1.15$$

Din această formulă rezultă că timpul t_{dr}, este cu atît mai scurt — deci frecvența ω_α e cu atît mai mare —, cu cît coeficientul D_p este mai mare și cu cît lărgimea $2w$ a bazei și L_{imp} sînt mai mici.

Presupunînd că $N_e = 10^{17}$ cm^{-3} și $N_c = 10^{14}$ cm^{-3} rezultă un raport $\frac{N_e}{N_c} = 1000$ deci un coeficient η ridicat. Pentru asemenea tranzistori se obține o frecvență limită ω_α cam de 5—6 ori mai mare decît cea a tranzistorilor obișnuiți (cu distribuție uniformă a impurităților în regiunea bazei).

Metodele de obținere a tranzistorilor cu cîmp intern se bazează, după cum s-a arătat, pe procesul difuziei termice, simple și duble, sau combinată cu procedeul alierii și microalierii. În cele ce urmează se va descrie sumar procedeul de fabricare a trei dintre cele mai importante tipuri de tranzistori cu cîmp intern : tranzistorul MESA, tranzistorul planar și tranzistorul planaro-epitaxial.

Tranzistorul MESA poartă această denumire din cauza configurației lui geometrice specifice (fig. 224). La construcția sa se folosește metoda difuziei duble. Pentru aceasta se ia o plăcuță semiconductoare de tip p, care va constitui colectorul dispozitivului și prin metoda difuziei se creează

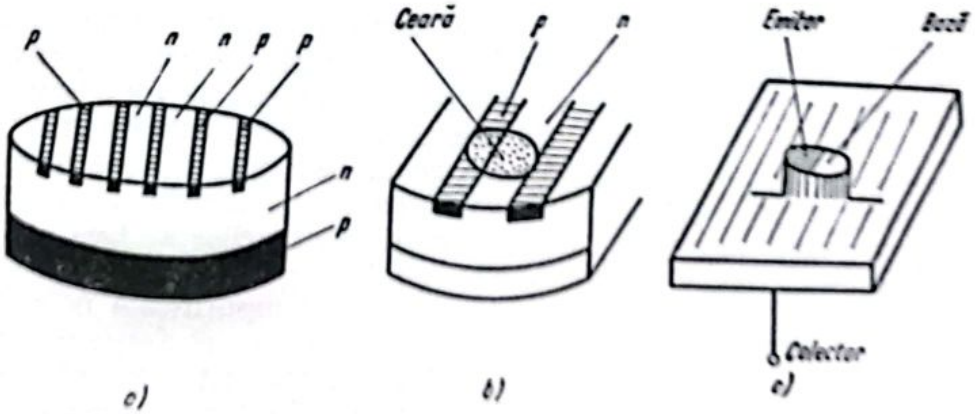


Fig. 224. — Schema de obținere a tranzistorului *MESA*.

Scanned with CamScanner

un strat subțire (2—3 μm) de tip n care va sluji ca bază. După aceea pe aceeași parte a plăcuței, peste stratul difuzat de tip n, se procedează la o a doua difuzie prin care se introduc impurități de tip p care vor duce la subțierea grosimii bază pînă la 0,5—1,0 μm. Aceste impurități de tip p se introduc însă numai în anumite locuri în stratul difuzat de tip n, operație care se realizează cu ajutorul unor măști speciale care permite difuzia impurităților p numai sub forma unor benzi paralele. Astfel apare structura din figura 224, *a*, alcătuită din benzi alternative de tip p — care formează emitorii și de tip n care vor forma bazele viitorilor tranzistori. Peste aceste regiuni alternative (de tip n și p) se depun apoi picături de email sau rășină specială astfel încît fiecare din ele să acopere atît o zonă n cît și o zonă de tip p (fig. 224, *b*). Diametrul fiecărei picături de email nu depășește 0,25 mm, valoare care dă unele indicații orientative asupra lățimii benzilor de tip n și p. După această „mascare" se introduce plăcuța semiconductoare cu cele două straturi difuzate într-o soluție care corodează tot materialul de la suprafața plăcuței, care nu e protejat cu insulițele de email. După înlăturarea ulterioară a picăturilor de email protectoare rezultă structura reprezentată în figura 224, *c*. Această structură are forma unui platou înalt — de unde și denumirea „MESA". Plăcuța semiconductoare inițială conține pînă la cîteva sute de asemenea „platouri" — fiecare reprezentînd un viitor tranzistor. La fiecare din ele se sudează apoi electrodul bazei și emitorului, după care se procedează la tăierea plăcuței semiconductoare inițiale în tranzistori MESA separați. Colectorul fiecărui tranzistor se sudează apoi pe o plăcuță de molibden conținînd impurități de aur.

Tehnologia tranzistorilor MESA permite un bun control al tuturor etapelor procesului de fabricare, asigură o distanță minimă între emitor și bază, o foarte mică suprafață a joncțiunilor și în același timp o suprafață mare a stratului colectorului. Ca urmare se obțin valori mici pentru capacitățile C_e și C_c precum și pentru rezistențele r_b și r_c. Valorile tipice pentru aceste mărimi sînt $r_b \approx 50\ \Omega$, $C_e \approx 20$ pF, $C_c \approx 2$ pF. Frecvența limită maximă atinge valori de 500 MHz și mai mult.

Tranzistorul planar se realizează tot prin procedeul difuziei duble în așa fel încît toate straturile corespunzătoare emitorului, bazei și respectiv colectorului se află pe aceeași parte a plăcuței semiconductoare (fig. 225). De aceea toate contactele la cele trei regiuni se pot afla de aceeași parte a dispozitivului, de unde și denumirea de tranzistor planar (în același plan). Structura acestui tranzistor se realizează prin difuzie locală succesivă folosind tehnica mascării. Difuzia donorilor și acceptorilor se face pînă la adîncimi perfect controlabile într-o plăcuță semiconductoare impurificată în mod uniform cu atomi acceptori. Întrucît și tehnologia fabricării tranzistorului planaro-epitaxial se bazează tot pe procedeul difuzilor locale succesive cu ajutorul măștilor,

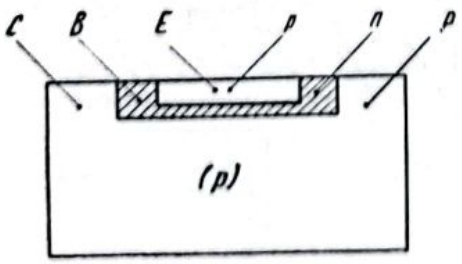


Fig. 225. — Tranzistorul planar.

Scanned with CamScanner

în subparagraful următor va fi dată o descriere mai amănunțită a acestei metode.

Tranzistorul planaro-epitaxial. Metoda creșterii epitaxiale a straturilor monocristaline semiconductoare este aplicată pe scară largă în procesul de fabricare a diferitelor tipuri de tranzistori (MESA, planar), crearea elementelor schemelor solide etc. Procesul creșterii epitaxiale constă în condensarea din fază gazoasă a atomilor unui material semiconductor pe un suport monocristalin din același material. Tehnologia creșterii straturilor epitaxiale a fost expusă în paragraful 9.3. După cum s-a arătat, stratul epitaxial rezultat are o structură monocristalină care continuă tipul structurii suportului. De exemplu, straturile epitaxiale de siliciu vor avea structura cubică a monocristalului de siliciu folosit în calitate de suport.

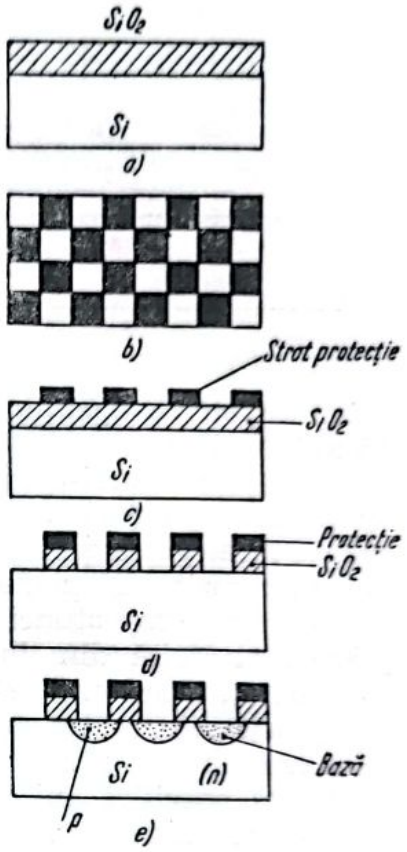


Fig. 226. — Schema obținerii tranzistorului planaro-epitaxial (explicații în text).

Tehnologia obținerii tranzistorului planaro-epitaxial constă în următoarele. Plăcuța semiconductoare de siliciu este mai întîi supusă unui tratament termic în atmosferă oxidantă, ceea ce duce la formarea unui strat de bioxid de siliciu pe suprafața plăcuței (figura 226, *a*). După această operație, deasupra stratului de oxid se aplică prin metode fotolitografice un strat fotorezistiv. Stratul fotorezistiv este iluminat cu raze ultraviolete printr-o mască specială (fig. 226, *b*). Sub acțiunea razelor ultraviolete porțiunile iluminate ale stratului fotorezistiv polimerizează ducînd la o combinație chimică foarte stabilă. Porțiunile neiluminate ale stratului fotorezistiv sînt ușor îndepărtate printr-o operație de spălare (fig. 226, *c*). Se introduce apoi plăcuța în acid fluorhidric pentru a îndepărta stratul de bioxid de siliciu din porțiunile neacoperite de masca protectoare (fig. 226, *d*). Plăcuța astfel prelucrată este supusă difuziei pentru introducerea impurităților necesare formării bazei (fig. 226, *e* și fig. 227). Impuritățile acceptoare se răspîndesc parțial și sub stratul de oxid ceea ce face ca joncțiunile viitorului tranzistor să fie bine protejate de acțiunea mediului înconjurător, acțiunea umezelii etc.

În stratul de tip *p* difuzat se difuzează după aceea impurități de tip *n* pentru crearea joncțiunii emitorului (fig. 227). Înainte de a se trece la obținerea joncțiunii emitorului se repetă din nou ciclul reprezentat în figurile 226, *a*—*d*, de oxidare selectivă și localizare, cu ajutorul măștilor, a regiunilor în care va avea loc difuzia impurităților donoare (v. fig. 227). În felul acesta tranzistorul obținut va avea joncțiunile foarte bine apă-

Scanned with CamScanner

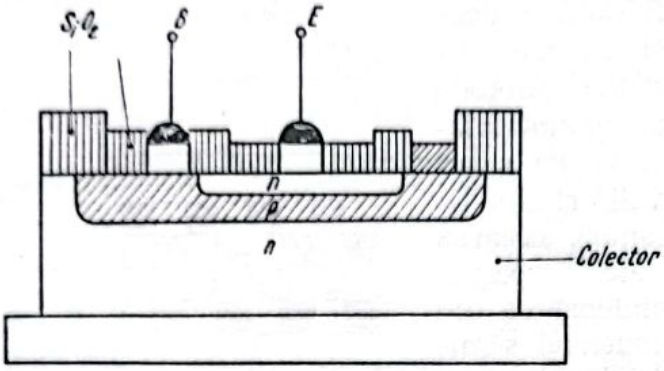


Fig. 227. — Tranzistorul planaro-epitaxial.

rate, împotriva agenților externi, cu ajutorul unui strat rezistent de bioxid de siliciu.

Tehnologia descrisă mai sus este folosită pentru obținerea tranzistorului planar, cît și a tranzistorului planaro-epitaxial. Diferența constă numai în alegerea și prelucrarea plăcuței semiconductoare inițiale : dacă pentru tranzistorul planar se folosește o plăcuță semiconductoare impurificată uniform, atunci pentru tranzistorul planaro-epitaxial se ia o plăcuță alcătuită din două straturi avînd același tip de conducție dar rezistivități diferite. Stratul superior în care se face difuzia pentru crearea joncțiunilor este caracterizat printr-o rezistivitate ridicată. Acest strat este obținut prin *creștere epitaxială* pe un suport-semiconductor cu rezistență specifică mică. În multe cazuri, joncțiunile *p—n—p* la fabricarea tranzistorului planar și planaro-epitaxial sînt obținute nu prin difuzie ci tot prin creșteri epitaxiale succesive, în locurile create special prin îndepărtarea stratului protector de bioxid de siliciu.

Avantajul metodei creșterilor epitaxiale constă în posibilitatea de a realiza regiuni *p* și *n* extrem de înguste ale căror nivele de impurificare pot fi foarte ușor reglate și controlate. Folosirea acestor tehnici permite obținerea tranzistorilor de puteri variabile și cu frecvențe limită foarte ridicate. În tabelul 10 se dau cîteva tipuri de tranzistori mesa și planaro-epitaxiali care se realizează la noi în țară. După cum s-a mai amintit, tranzistorii cu cîmp intern și în special structurile planaro-epitaxiale sînt folosiți în construcția circuitelor integrate monolitice.

Tabelul 10

Tipul	Tehnologia	Material	V_{eB} (V)	I_e, mA	C_e, pF	Frecv. de tranz. în MHz	Factorul de zgomot, dB
BC-107 (*n—p—n*)	planaro-epitaxial	Siliciu	45	100	3,7	300	2
BF-167 (*n—p—n*)	planar	Siliciu	40	25	—	350	3
BF-173 (*n—p—n*)	mesa	Siliciu	40	25	0,23	550	—
BF-180	planar	Siliciu	30	20	0,25	700	7
BF 183	planaro-epitaxial	Siliciu	30	20	0,3	800	—

Scanned with CamScanner

10.2. Structuri *p-n-p-n*

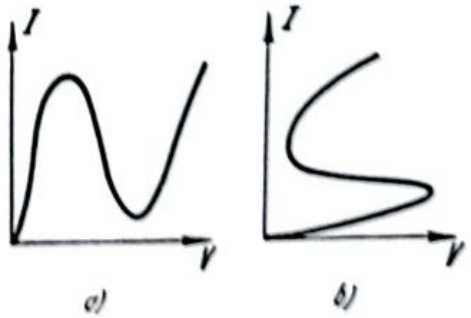
În tehnica circuitelor integrate monolitice şi în special pentru realizarea circuitelor logice şi de comutare se folosesc structuri combinate între trei, patru sau mai multe joncţiuni *p—n*. În acest paragraf vor fi descrise sumar principiile fizice şi constructive ale structurilor semiconductoare de tip *p—n—p—n*.

Structurile *p—n—p—n* sînt caracterizate prin aceea că în caracteristicile lor curent-tensiune se deosebesc porţiuni de rezistenţă negativă la fel ca în cazul diodelor tunel sau tranzistorilor care lucrează în regim de multiplicare a curentului (ionizare prin şoc). Toate aceste dispozitive inclusiv structurile *p—n—p—n* se pot întrebuinţa în scheme de comutare de unde şi denumirea generală — pentru structurile *p—n—p—n* — de comutatori de curent.

Atît diodele tunel cît şi tranzistorii lucrînd în regim de multiplicare a curentului sînt caracterizaţi printr-o serie de neajunsuri pentru a fi întrebuinţaţi pe scară largă în scheme de comutare (tensiuni de lucru foarte mici pentru primele, tensiune remanentă ridicată pentru tranzistori etc...). Structurile *p—n—p—n* sînt lipsite de asemenea insuficienţe, fapt care a făcut ca aceste structuri să fie cele mai utilizate dispozitive pentru comutarea curentului.

Caracteristicile dispozitivelor cu rezistenţă negativă pot fi de două tipuri : caracteristici de tip *N*, uniforme în raport cu tensiunea (fig. 228, *a*) şi caracteristici de tip *S*, uniforme în raport cu curentul (fig. 228, *b*). Punctele de inflexiune la primele sînt găsite prin anularea conductanţei diferenţiale $\frac{dI}{dU}=0$, pe cînd la cele de tip *S* prin anularea rezistenţei diferenţiale $\frac{dU}{dI}=0$. Ca urmare, pentru ridicarea experimentală a caracteristicilor de tip *N* se folosesc generatori de tensiune, iar pentru obţinerea caracteristicilor de tip *S* — generatori de curent.

Cercetările au arătat că structurile *p—n—p—n* prezintă caracteristici cu rezistenţă negativă care se apropie cel mai mult de caracteristica comutatorului de curent ideal. După principiul de întrebuinţare în diferite scheme, aceste structuri se aseamănă în multe privinţe cu tiratroanele, tensiunea de prag V_a jucînd rolul tensiunii de aprindere. În acelaşi timp însă structurile *p-n-p-n* au timpii de comutare şi tensiuni remanente mult mai mici decît tiratroanele.



a *b*

Fig. 228. — *a* — caracteristică în formă de *N*; *b* — caracteristică în formă de *S*.

Structurile *p-n-p-n* cele mai utilizate în schemele de comutare sînt : dinistorii, trinistorii şi binistorii. În cele ce

urmează se vor descrie foarte sumar principiile de funcţionare a acestor dispozitive.

Dinistorii se prezintă sub forma unei structuri $p—n—p—n$ cu doi electrozi de contact (fig. 229, *a*). Cele două contacte terminale sînt plasate la cele două capete ale structurii $p—n—p—n$ aşa cum se arată în figura 229, *a*. Reprezentarea simbolică a dinistorului este dată în figura 229, *c*. Modul de conectare a tensiunii de polarizare aşa cum se arată în figura 229, *a*, reprezintă sensul de conectare directă a structurii $p—n—p—n$. În acest caz, două joncţiuni — prima şi a treia — sînt conectate în sens direct, pe cînd doar o joncţiune — a doua — este conectată în sens invers. Cele trei joncţiuni sînt notate cu cifrele 1, 2 şi 3 (fig. 232). În sensul direct de conectare regiunile extreme p_1 şi n_2 joacă rolul de emitori iar cele două regiuni de la mijloc n_1 şi p_2 — rolul de baze. Rezultă că structura $p—n—p—n$ polarizată în sens direct, se poate reprezenta sub forma a doi tranzistori — unul de tip $p—n—p$, celălalt de tip $n—p—n$ —, cuplaţi aşa cum se arată în figura 229, *b*. O asemenea combinaţie de doi tranzistori se şi foloseşte practic pentru studiul structurilor $p—n—p—n$, caracteristica rezultantă a schemei din figura 229, *b* fiind aceea a unui dinistor. Folosirea unui asemenea model permite măsurarea coeficienţilor α_1 şi α_2 pentru diferite regimuri de lucru.

Întrucît joncţiunea 2 este alimentată în sens invers, această joncţiune poartă numele de colector. Deoarece în sens invers de conectare rezistenţa joncţiunii colectorului are o valoare ridicată, rezultă că practic aproape întreaga tensiune V aplicată se va repartiza pe joncţiunea 2. De aceea pentru valori mari ale tensiunii, trebuie să se ia în consideraţie fenomenul de ionizare prin şoc, care are loc în această joncţiune.

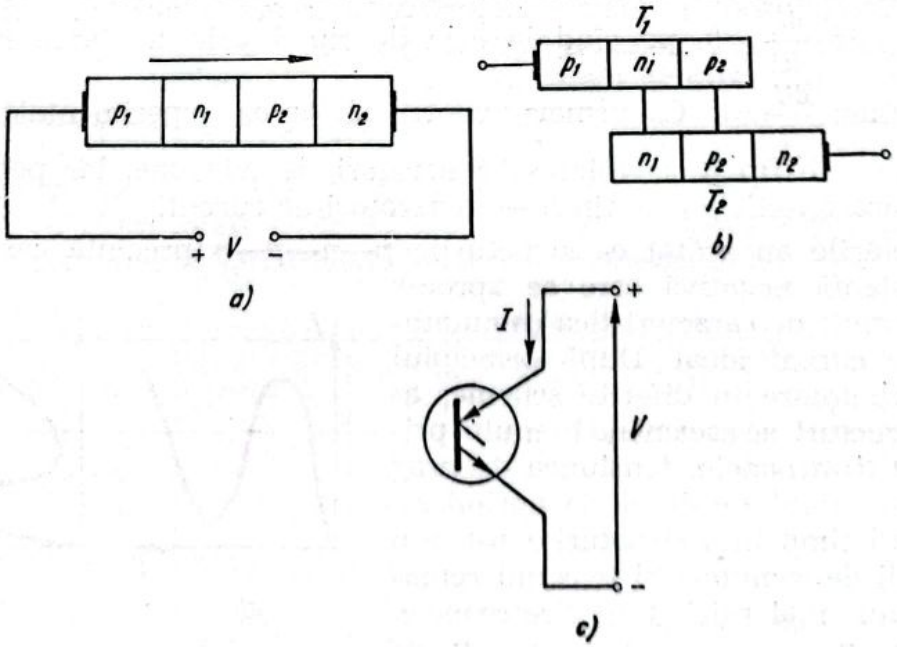


Fig. 229. — *a* — schema dinistorului, *b* — reprezentarea dinistorului prin doi tranzistori; *c* — reprezentarea simbolică.

Scanned with CamScanner

Considerînd atît pentru electroni cît şi pentru goluri un acelaşi coeficient de multiplicare M, se poate scrie pentru curentul I — acelaşi pentru toate cele trei joncţiuni — :

$$I = M\,(I_{\alpha 1} + I_{\alpha 2} + I_{c0}). \qquad 10.2.1$$

Din această relaţie se poate scoate I :

$$I = \frac{M\,I_{c0}}{1 - M\alpha} \qquad 10.2.2$$

unde $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ reprezintă factorul de curent total. Atunci cînd dinistorul nu lucrează în regim de multiplicare a curentului, în relaţia 10.2.2 M devine egal cu unitatea.

Relaţia 10.2.2 reprezintă — într-o formă neexplicită, caracteristica curent-tensiune a dinistorului, întrucît M depinde de tensiunea V aplicată structurii p—n—p—n. Această relaţie are aceeaşi structură cu cea din cazul triodei care lucrează în regim de ionizare prin şoc, pentru I_b=0. Într-adevăr, exprimînd curentul de colector prin relaţia (v. 7.3.2) :

$$I_c = \alpha\, I_e + I_{c0} \qquad 10.2.3$$

şi înlocuind curentul I_e prin expresia sa în schema cu emitorul comun :

$$I_e = I_c + I_b \qquad 10.2.4$$

se obţine :

$$I_c = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_b + \frac{I_{c0}}{1-\alpha}. \qquad 10.2.5$$

Înmulţind curentul I_{c0} cu M şi considerînd că trioda lucrează în regim de ionizare prin şoc se obţine :

$$I_c = \frac{(M\alpha)\, I_b + M \cdot I_{c0}}{1 - M\alpha}. \qquad 10.2.6$$

Această relaţie, pentru I_b =0, coincide cu formula 10.2.2 care exprimă caracteristica dinistorului. Rezultă că structura p—n—p—n — tip dinistor va avea o caracteristică curent-tensiune similară cu caracteristica triodei care lucrează în regim de multiplicare a curentului (fig. 167, *b*), adică va fi o caracteristică cu rezistenţa negativă în formă de S (fig. 230). Spre deosebire de triodele lucrînd în regim de multiplicare, dinistorii au avantajul că tensiunea de lucru în domeniul curenţilor mari are o valoare redusă şi aproape nu depinde de curent. Curenţii I_{cd} şi I_{ci} pe caracteristica din figura 230 reprezintă curentul de comutare directă şi respectiv curentul de comutare inversă.

Apariţia porţiunii de rezistenţă negativă pe caracteristica curent-tensiune a dinistorului, este condiţionată de aceleaşi cauze ca şi cele de la trioda care funcţionează în regim de multiplicare a curentului (ionizare prin şoc). La ambele dispozitive pentru această porţiune curentul I_r este

Scanned with CamScanner

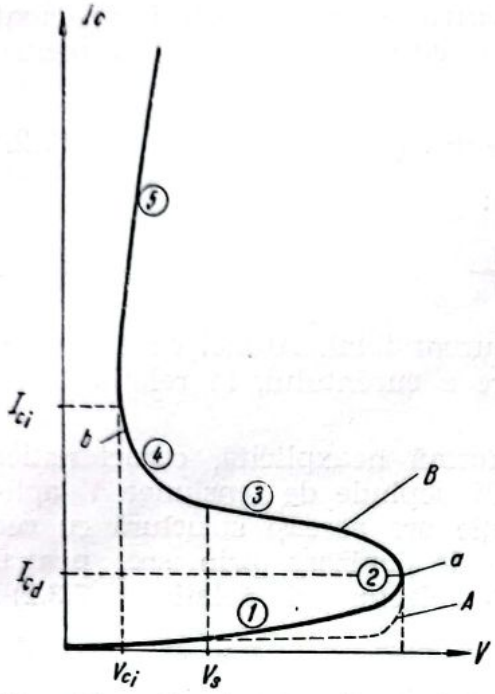


Fig. 230. — Caracteristica dinistorului.

constant (la dinistor $I_b=0$). În acest caz tot timpul va fi valabilă relația $dI_c = dI_e$, adică α va fi mereu egal cu unitatea; în cazul dinistorului:

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 1. \qquad 10.2.7$$

Într-adevăr, numai pentru această valoare a lui α se obține un curent intens necesar comutării directe (deschiderii circuitului) sau inverse (închiderii circuitului). Acest lucru se vede din relația 10.2.2 (sau 10.2.6), în care, dacă $\alpha=\alpha_1+\alpha_2=1$, rezultă $I=\infty$. Pentru o oarecare valoare a tensiunii V_{cd} această condiție este identică cu condiția $R=0$. Aceasta înseamnă că în punctul respectiv (v. punctul *a* din figura 230) are loc schimbarea semnului derivatei $\frac{dV}{dI}$, sau trecerea de la domeniul rezistențelor pozitive $\left(\frac{dV}{dI}>0\right)$, spre domeniul rezistențelor negative $\left(\frac{dV}{dI}<0\right)$. Punctul de tranziție *a* de la regiunea I spre domeniul II, va fi deci determinat de condiția 10.2.7.

În mod analog, punctul *b*, în care are loc comutarea inversă (fig. 230) va fi caracterizat tot prin condiția 10.2.7, deoarece în acest punct din nou are loc o schimbare a semnului derivatei dV/dI. Mai departe, pe porțiunea 5, odată cu creșterea curentului, suma $\alpha_1+\alpha_2$ va depăși unitatea. Acest fapt ilustrează deosebirea care există între dinistori și triodele lucrînd în regim de multiplicare a curentului, la care $\alpha<1$ și pentru orice valoare a curentului, tensiunea V are valoare finită. La dinistor coeficientul-sumă α poate depăși unitatea, iar tensiunea colectorului (V_2) devine nulă pentru curentul I_s (de saturație). În acest punct, tensiunea V_s reprezintă suma tensiunilor de pe joncțiunile emitorilor [39].

Expresia 10.2.2 care descrie caracteristica curent-tensiune a dinistorului, poate fi pusă sub o formă $V(I)$, apelînd la expresia 7.5.1 a coeficientului de multiplicare M.

Înlocuind această expresie în formula 10.2.2 și rezolvînd ecuația în raport cu tensiunea V_c se obține:

$$V_c = V_{cmax} \sqrt[n]{1-\frac{\alpha I + I_{c0}}{I}}. \qquad 10.2.8$$

Porțiunea inițială 1 a caracteristicii (fig. 230) este caracterizată printr-un curent foarte mic, pentru care se poate considera că $\alpha\simeq 0$. În această

porțiune rezistența este foarte mare. Pe porțiunea tranzistorie 2, rezistența scade brusc ca urmare a creșterii substanțiale a coeficientului-sumă $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$. În punctul a, în care are loc comutarea, rezistența tinde spre zero, după care devine negativă. Punctul de inflexiune a se determină din condiția $dV/dI = 0$. În acest punct, după cum s-a arătat, coeficientul α devine egal cu unitatea.

Porțiunea negativă 3 a caracteristicii, de asemenea poate fi descrisă cu ajutorul formulei 10.2.8 care poate fi simplificată, ținînd seama că pentru această porțiune curentul este destul de intens. Într-adevăr, considerînd că $\alpha I \gg I_{c0}$ relația 10.2.8 se poate scrie sub forma 7.5.4 găsită pentru trioda lucrînd în regim de multiplicare a curentului :

$$V \simeq V_{max} \sqrt[n]{1 - \alpha} \qquad 10.2.9$$

unde α crește odată cu creșterea curentului. Expresia rezistenței negative se poate găsi, în mod analog, diferențiind relația 10.2.9 în raport cu curentul. Se obține :

$$r = - \frac{V_{max} \left(\frac{d\alpha}{dI} \right)}{n (1 - \alpha)^{\frac{n-1}{n}}} \qquad 10.2.10$$

adică o expresie identică cu 7.5.7.

În ultimul timp au căpătat o mare răspîndire dinistorii care în loc de stratul n_2 au un strat m dintr-un aliaj metalic (fig. 231). Aliajele cele mai folosite pentru dinistorii cu germaniu sînt indiu-cositor-argint, indiu-cositor-plumb, staniu-plumb etc. Superioritatea acestui tip constă în aceea că la o anumită valoare a curentului, electronii încep să treacă prin bariera de potențial de la joncțiunea p_2—m, prin efect tunel ceea ce duce la o creștere rapidă a eficienței „emitorului" m deci și a coeficientului α_2.

Tiristorii. Dacă la una din bazele dinistorului se atașează un electrod pentru a dirija curentul prin joncțiunea respectivă, se obține un tiristor — adică o structură p—n—p—n cu trei electrozi (fig. 232). Reprezentarea simbolică a tiristorului este dată de figura 232, *b*. În principiu, oricare din cele două baze poate juca rolul celui de al treilea electrod deci oricare dintre joncțiunile 1 și 3 pot fi controlate cu ajutorul acestui electrod suplimentar. Evident, tensiunea V aplicată celor doi emitori va trebui să aibă polaritatea corespunzătoare, astfel încît să asigure blocarea emitorului respectiv pînă în momentul cînd se atinge ten-

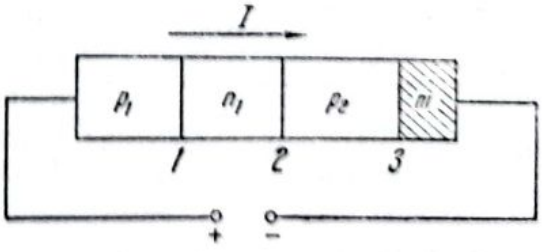


Fig. 231. — Structura $p - n - p - m$.

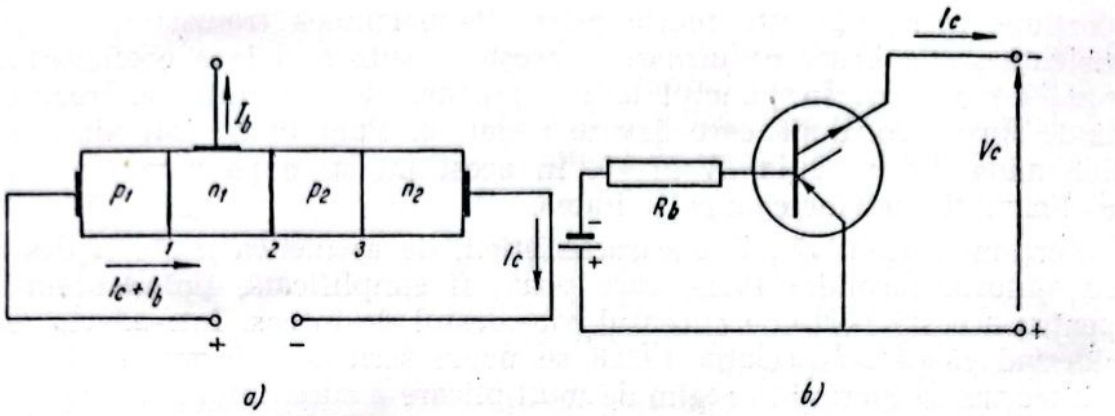


Fig. 232. — Schema trinistorului

siunea de prag (v. trioda care lucrează în regim de multiplicare a curentului).

Caracteristicile trinistorului sînt reprezentate în figura 233. Prima curbă ($I_b = 0$) corespunde caracteristicii curent-tensiune a unui dinistor. Aplicarea unei tensiuni externe electrodului bazei duce la creșterea curentului prin sistem și la micșorarea tensiunii de comutare *. Pentru curenți de bază I_{bi} suficient de mari caracteristica curent-tensiune degenerează într-o curbă analoagă ramurii directe a caracteristicii unei diode (v. curba punctată din fig. 233).

Ținînd seama de formula 10.2.1 în care, de data aceasta,

$$I_3 = I_2 = I_c \text{ și } I_1 = I_c + I_b \qquad 10.2.11$$

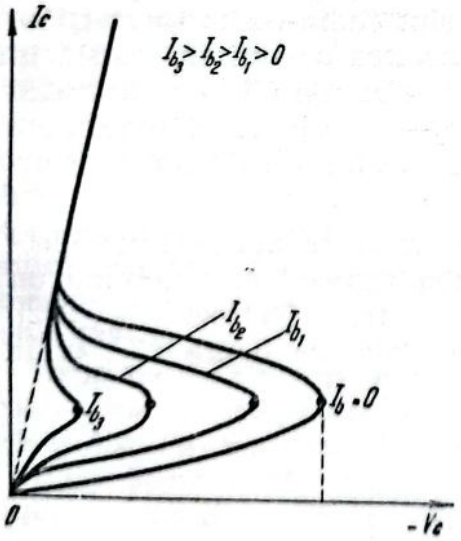


Fig. 233. — Caracteristicile trinistorului. Forma S a caracteristicilor.

se obține pentru curentul de colector expresia :

$$I_c = \frac{(M\alpha_1) I_b + M \cdot I_{co}}{1 - M\alpha} \qquad 10.2.12$$

în care $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$. Factorul de curent α_2 este o funcție depinzînd de curentul I_c, pe cînd α_1 depinde de suma $I_c + I_b$. Prin aplicarea pe bază a unei tensiuni V_b astfel încît $I_b > 0$, se dă o valoare inițială coeficientului α_1 pentru $I_c = 0$. De aceea pentru orice curent I_c valoarea factorului α_1, deci și a sumei $\alpha_1 + \alpha_2$, va fi mai mare decît valoarea corespunzătoare unui curent de bază I_b egal cu zero.

* În structura p—n—p—n electrodul bazei joacă rolul unui „electrod de aprindere".

Scanned with CamScanner

Ţinînd seama de 7.5.1 şi rezolvînd ecuaţia 10.2.12, se obţine relaţia care determină caracteristica curent-tensiune a trinistorului :

$$V_c = V_{c(max)} \sqrt[n]{1 - \frac{\alpha I_c + I_{c0} + \alpha_1 I_b}{I_c}} \quad . \quad 10.2.13$$

Pentru $I_b = 0$ se obţine caracteristica dinistorului, exprimată prin relaţia 10.2.8. Din formula 10.2.13 se vede clar că unei valori determinate a curentului I_c îi corespunde o tensiune V_c a cărei valoare este cu atît mai mică cu cît este mai mare intensitatea curentului bazei I_b. În felul acesta apare familia de caracteristici reprezentată în figura 233.

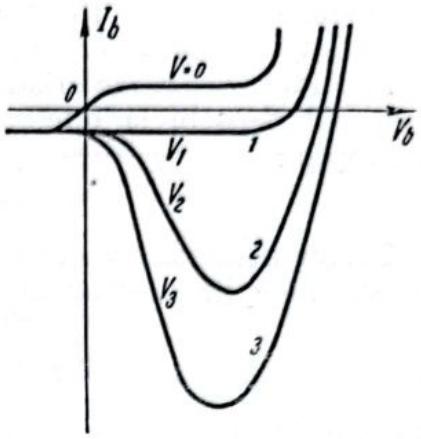


Fig. 234. — Caracteristicile trinistorului. Forma N a caracteristicilor.

Este necesar să se menţioneze că, dacă la electrozii trinistorului, în loc de generator de curent se conectează un generator de tensiune, se obţin caracteristici curent-tensiune de tip *N*. În acest caz familia de caracteristici $I_b = f(V_b)$ va avea ca parametru tensiunea V aplicată la emitorul trinistorului (fig. 234).

Binistorul reprezintă o structură *p—n—p—n* care are electrozi de ieşire la toate cele patru straturi semiconductoare (fig. 235). O asemenea structură poate fi reprezentată şi sub forma a doi tranzistori cuplaţi între ei aşa cum reiese din figura 235, *b*. Trinistorul şi dinistorul reprezintă de fapt nişte cazuri particulare ale binistorului, de aceea caracteristicile curent-tensiune ale acestora se obţin şi în cazul binistorului. La binistor însă — datorită existenţei celui de-al patrulea electrod — se poate obţine o varietate mare de familii de caracteristici în funcţie de schema de alimentare şi de parametrii aleşi. Ca parametrii pot sluji fie două tensiuni, fie doi curenţi, fie o combinaţie dintr-un curent şi o tensiune. Spre deosebire de trinistori, la binistori se pot obţine două familii

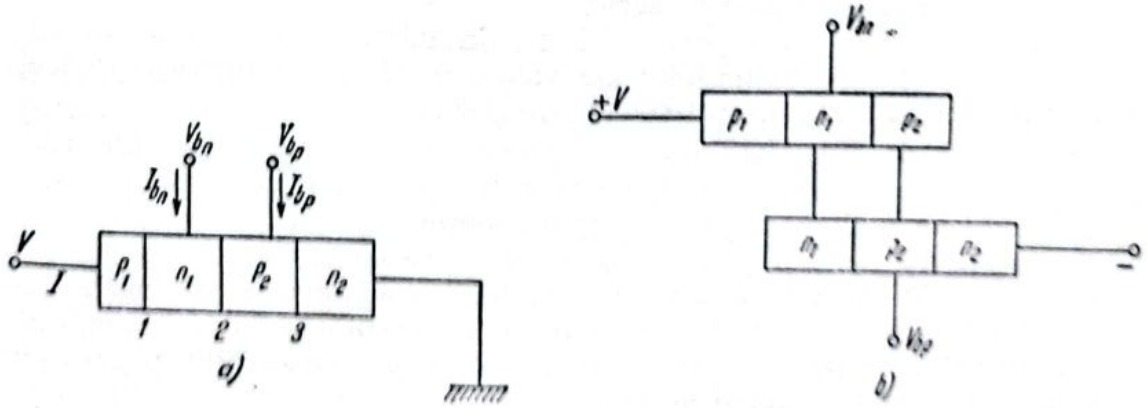


Fig. 235. — *a* — Structura binistorului; *b* — Reprezentarea schematică a binistorului sub forma a doi tranzistori cuplaţi.

Scanned with CamScanner

de caracteristici de tip N: una în circuitul stratului interior de tip p $I_{bp} = f_p(V_{bp})$ și alta în circuitul celeilalte baze $I_{bn} = f_n(V_{bn})$.

În afară de caracteristicile curent-tensiune în cazul binistorului se mai pot deosebi și alte dependențe între diferiți parametrii, ca de exemplu:

$$V_i = f(V_c); \quad I_j = f(I_k). \tag{10.2.14}$$

Dintre acestea, un mare interes prezintă dependența funcțională între tensiunile aplicate straturilor interioare (bazelor):

$$V_{bM} = f(V_{bp}) \text{ pentru } V = \text{const} \tag{10.2.15}$$

care se folosește în schemele logice SAU-NU.

În ultimul timp atît la trinistori cît și la binistori se înlocuiește stratul n_2 cu un strat dintr-un aliaj metalic. Scopul unei asemenea înlocuiri este același ca cel din cazul dinistorului.

În paralel cu trinistorii de putere de tip $p—n—p—m$, se produc pe scară industrială noi variante ale trinistorilor și anume *tiristorii*. Tiristorii sînt trinistori (sau binistori) de mică putere dar care lucrează la frecvențe înalte. Timpul de comutare pentru trinistori poate fi de ordinul a 10—100 nanosecunde.

10.3. Tranzistori metal-oxid-semiconductor (*MOS*)

Tranzistorii *MOS* se aplică pe scară largă în microelectronică pentru construcția circuitelor integrate, în tehnica de calcul și în automatizări, în măsurători electronice etc. Principalul lor avantaj constă în aceea că posedă o mare rezistență de intrare, la fel ca și tranzistorii peliculari cu poartă izolată, dar spre deosebire de aceștia prezintă o mai bună reproductibilitate în producția de serie.

Structurile de tip *MOS* pot fi folosite în tehnica circuitelor integrate și pentru realizarea rezistențelor de valori mari, acolo unde procedeele de difuzie nu dau rezultate satisfăcătoare [180].

Tranzistorul de tip *MOS* este un tranzistor cu efect de cîmp, cu o structură asemănătoare cu a tranzistorului pelicular pe straturi subțiri [181]. El se realizează pe un suport semiconductor monocristalin, de obicei de siliciu, de tip p sau tip n cu o rezistivitate de ordinul a 1—10 Ω cm. Pe acest suport monocristalin, cu ajutorul unor măști speciale se difuzează impurități donoare sau acceptoare care transformă local substratul respectiv într-o regiune de tip n respectiv p formînd joncțiunile $p—n$ ale sursei și drenei.

În cele ce urmează, se consideră substratul inițial ca fiind de tip p. Sursa și drena vor fi în acest caz semiconductori de tip n puternic do-

Scanned with CamScanner

pați (10^{18} — 10^{20} atomi·cm^{-3}). Peste regiunile sursei și drenei se depun, prin evaporare în vid, contacte metalice, care formează electrozi exteriori ai sursei și respectiv drenei (fig. 236). Distanța între sursă și drenă este de aproximativ 5,0 μm pentru un tranzistor destinat ca amplificator de tensiune și 25—50μm pentru tranzistorii destinați a fi folosiți drept rezistențe de sarcină. Pe suprafața semiconductorului între sursă și drenă se depune un strat dielectric de oxid de siliciu gros de 700—2500 Å. Pe acest strat dielectric se depune o poartă metalică care trebuie să acopere semiconductorul de tip *p*, dintre sursă și drenă. Apare astfel structura metal (poartă) — oxid (SiO) — semiconductor, care imprimă denumirea *MOS* pentru acești tranzistori cu efect de cîmp realizați pe bază de monocristal. Prin potențialul aplicat asupra ei, poarta are rolul de a controla sarcina spațială dintre sursă și drenă influențînd în acest fel curentul de drenă.

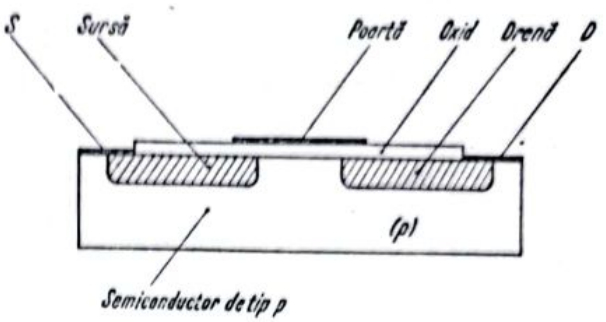


Fig. 236. — Structura unui tranzistor Metal-Oxid-Semiconductor (*MOS*).

Presupunînd că metalul din care este făcută poarta are lucrul de extracție mai mare decît al semiconductorului, în urma realizării contactului metal-semiconductor (prin intermediul dielectricului) nivelele energetice ale semiconductorului de tip *p* se vor curba în sus (fig. 237, *a*), iar în stratul superficial al semiconductorului va avea loc o acumulare de goluri. În afară de aceasta, existența stărilor cuantice de suprafață [182, 183] vor influența asupra variației sarcinei spațiale, pentru tensiuni de frecvență ridicată, aplicate pe poartă. Aceste două cauze determină în esență potențialul de suprafață ψ_s. Dacă stările de suprafață sînt pozitive (în funcție de natura semiconductorului) și pe poartă se aplică un potențial pozitiv, acest potențial va atrage electronii din masa semiconductorului *p*, în care aceștia sînt purtători minoritari. Electronii vor ocupa stările de suprafață (trape) pozitive sau se vor recombina cu golurile din această regiune ducînd la anihilarea sarcinii pozitive de suprafață pe măsură ce crește potențialul pozitiv al porții. Valoarea tensiunii de poartă pentru care are loc această anihilare poartă numele de tensiune de prag, V_{prag} [184]. Nivelele energetice vor avea aspectul arătat în figura 237, *b*, adică nu sînt curbate. Mărind în continuare tensiunea porții peste valoarea de prag V_p, electronii din interiorul semiconductorului vor fi atrași spre interfața metal-semiconductor. În această regiune va avea loc o acumulare de electroni care conduce la apariția unui strat de inversiune. Stările energetice ale semiconductorului se vor curba în jos (fig. 237, *c*), iar pe o anumită adîncime L_D (lungime Debye), semiconductorul devine de tip *n*, în care pur-

Scanned with CamScanner

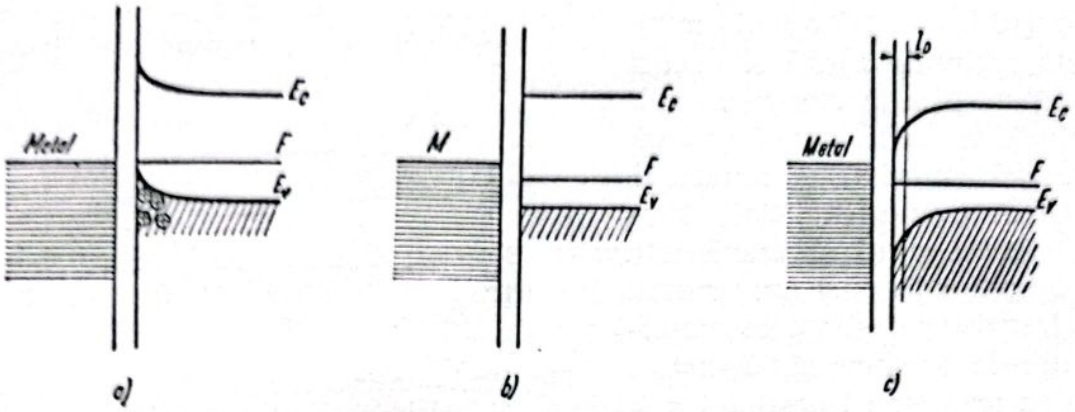


Fig. 237. — Structura energetică a tranzistorului *MOS*:
$a - V_p = 0$; $b - V_p = V_{prag}$; $c - V_p > V_{prag}$.

tătorii majoritari sînt electronii (fig. 237, *c*). În regiunea din semiconductor imediat vecină stratului de inversiune de lățime L_D, va avea loc o sărăcire accentuată de electroni. Această regiune poartă și numele de regiune (sau strat) de sărăcire, sau sărăcit în purtători (regiunea punctată din fig. 238).

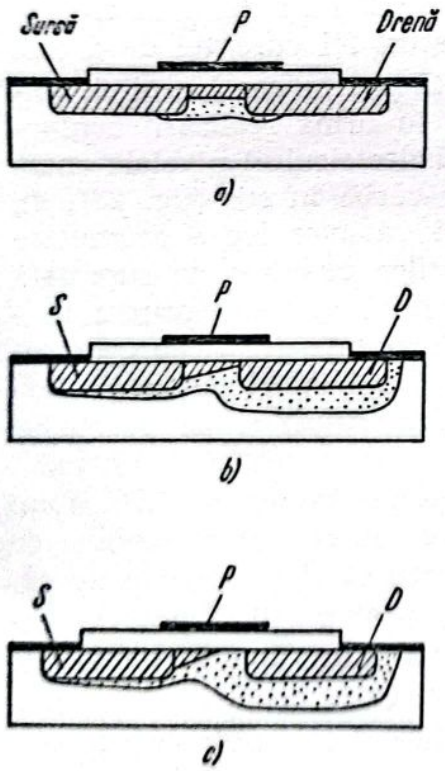


Fig. 238. — Variația canalului de conducție dintre sursă și drenă la un tranzistor *MOS*:
a — canal întreg, V_d mică; *b* — canal îngustat, $V_d = V_{ds}$; *c* — canal întrerupt, V_d mare (apare întreruperea caracteristicilor).

Aplicînd un potențial pozitiv pe drenă și legînd sursa la masă, prin regiunile semiconductoare de tip *n* formate din sursă, stratul de inversiune și drenă începe să circule un curent de purtători majoritari de electroni. Pentru o tensiune de poartă constantă, mărind tensiunea de drenă, curentul de electroni variază — după cum se va arăta analitic mai departe — după o lege pătratică. De la o anumită valoare a tensiunii de drenă curentul devine constant. Acest fapt se poate explica în felul următor : curentul de drenă conduce la o cădere de tensiune de-a lungul canalului, a cărei polaritate este de sens contrar tensiunii aplicate pe poartă. Astfel în apropierea drenei valoarea ridicată a potențialului pozitiv pe drenă conduce la anularea parțială a potențialului pozitiv al porții și ca atare stratul de inversiune se îngustează căpătînd forma unei pene (fig. 238, *b*). Mărind în continuare potențialul drenei pentru o anumită valoare stratul de inversiune se poate întrerupe și ca atare curentul de electroni de la sursă la drenă se anulează (fig. 238, *c*). Acest mod de funcționare a tranzistorului *MOS* este ilustrat de caracteristicile tip pentodă din figura 232, *a*.

Scanned with CamScanner

Pentru anumiți tranzistori *MOS*, în funcție de doparea semiconductorului, s-au constatat experimental caracteristici de tipul sărăcire-îmbogățire, întocmai ca la *TPEC* [181, 162]. Astfel de caracteristici pentru tranzistori *MOS* sînt arătate în figura 239, *b*. La acești tranzistori se constată un curent de drenă în absența tensiunii pe poartă. Curentul de drenă are valori diferite de zero atît pentru tensiuni pozitive pe poartă, cît și pentru tensiuni negative nu prea mari aplicate electrodului de comandă. În cele ce urmează va fi descris numai modul de funcționare a tranzistorilor *MOS*, ilustrat de caracteristicile din figura 239, *a*.

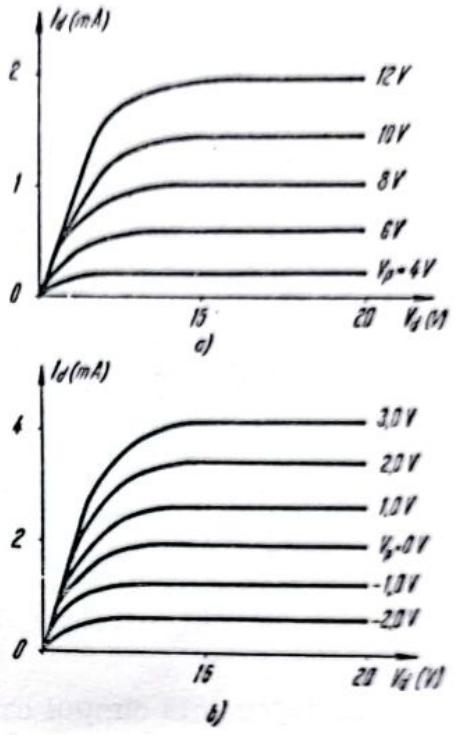


Fig. 239. — Caracteristicile curent-tensiune ale tranzistorului *MOS*: *a* — caracteristici de tipul corespunzător regimului de îmbogățire; *b* — regim de sărăcire-îmbogățire.

Din cauza naturii necunoscute a stărilor de suprafață, pentru analiza cantitativă a fenomenelor care au loc în tranzistorul *MOS* se presupune mai întîi inexistența acestor stări. În acest caz caracteristicile curent-tensiune obținute pe cale teoretică vor prezenta anumite diferențe față de caracteristicile reale : compararea caracteristicilor găsite teoretic (în ipoteza absenței stărilor de suprafață) cu cele experimentale constituite actualmente o metodă eficace de studiu a stărilor cuantice de suprafață dintre sursă și drenă.

În cele ce urmează vor fi date, după Ihantola și Moll [185] principalele etape de calcul a caracteristicilor tranzistorilor *MOS*.

În figura 240 se reprezintă schema tranzistorului *MOS*, dimensiunile comparative ale diferitelor elemente ale dispozitivului, precum și sistemul de coordonate în care se efectuează calculele.

Asupra suprafeței regiunii semiconductoare de tip *n* cuprinsă între sursă și drenă se aplică dinspre poartă un cîmp electric de intensitate E_s, determinat de diferența între tensiunea de poartă V_p și tensiunea V_s existentă la suprafața semiconductorului datorită tensiunii de drenă *, de permitivitățile respective ε_d și ε_s ale dielectricului și semiconductorului. Notînd cu Q_I sarcina electrică din stratul de inversiune cu Q_{II} sarcina din regiunea de sarcină, se pot scrie egalitățile :

$$\varepsilon_s E_s = \varepsilon_d E_d = -(Q_I + Q_{II}) \qquad 10.3.1$$

* Tensiunea V_s este determinată de căderea de tensiune care are loc la suprafața semiconductorului, în urma aplicării tensiunii pozitive pe drenă. După cum s-a arătat mai sus, mărirea tensiunii pe drenă conduce la anularea parțială a potențialului pozitiv al porții datorită tocmai măririi valorii tensiunii V_s de la suprafața semiconductorului.

Scanned with CamScanner

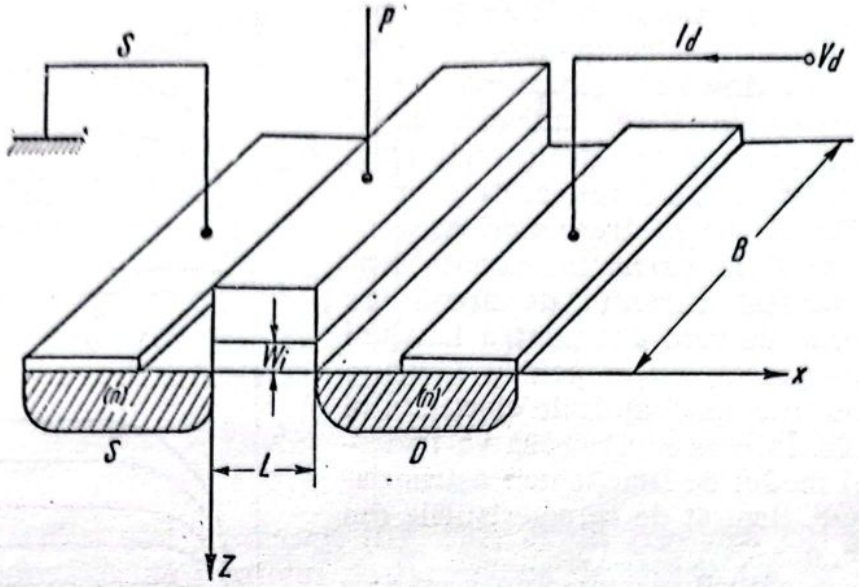


Fig. 240. — Schema simplificată (de calcul) a unui tranzistor *MOS*.

unde E_d reprezintă cîmpul care străbate dielectricul.

Conductivitatea de suprafață G este dată de produsul dintre mobilitatea de drift μ_n a electronilor în stratul de suprafață și sarcina electrică din acest strat de inversiune :

$$G = \mu_n Q_I \qquad 10.3.2$$

sau ținînd seama de 10.3.1 și de figura 240 :

$$G = \mu_n [\varepsilon_d (V_p - V_s)/w_i + Q_{II}]. \qquad 10.3.3$$

S-a arătat că pentru a obține un canal de conducție pentru electroni, trebuie depășit un anumit prag de tensiune. Acest lucru justifică de ce la începutul caracteristicilor (pentru I_d, V_d mici), tensiunea aplicată pe poartă V_p este mai mare decît tensiunea drenei V_d. Din cauză că V_d și în consecință V_s sînt mici, ele nu au o influență semnificativă asupra rezistivității canalului. Ca urmare, rezistivitatea canalului este constantă pe toată lungimea L dintre sursă și drenă, distribuția potențialului de-a lungul canalului este liniară și deci la începutul caracteristicilor curent-tensiune, curentul I_d depinde liniar de tensiunea V_d (fig. 239, *a*).

Mărind în continuare tensiunea V_d, V_s va începe să aibă o influență mai accentuată asupra mobilității electronilor din canal. Totuși atît timp cît sarcina totală Q_I din regiunea stratului de inversiune este mai mare decît sarcina Q_{II} din regiunea de sărăcire, situația este similară condițiilor liniare iar creșterea potențialului V_d provoacă doar o ușoară curbare a caracteristicilor.

Potențialul V_s depinde de V_d și de felul în care V_d se repartizează de-a lungul semiconductorului. Aproape de sursă $V_s \approx 0$ pe cînd aproape de drenă își atinge valoarea sa maximă. În cazul cînd V_d are o valoare

Scanned with CamScanner

mai mare decît V_P, potențialul V_s nu mai variază de la sursă la drenă în mod liniar, ci după o lege oarecare. Atunci și mobilitatea purtătorilor de sarcină din canal va fi în mod corespunzător influențată.

Mărind din nou valoarea potențialului V_d pînă cînd V_s devine atît de mare încît Q_I capătă o valoare comparabilă cu Q_{II}, în apropiere de sursă vor fi mai mulți electroni decît în apropiere de drenă; în acest caz conductivitatea canalului variază abrupt de la sursă la drenă și în consecință distribuția tensiunii de suprafață V_s va avea un gradient mare de la sursă la drenă. Ca atare, mobilitatea μ_n a electronilor variază puternic de-a lungul axei Ox corespunzător variațiilor lui V_s și pentru conductivitatea G se vor obține diverse soluții corespunzătoare diferitelor expresii ale mobilităților.

După cum s-a arătat în lucrarea [186], stratul de inversiune este întotdeauna mult mai subțire decît regiunea sărăcită în purtători. Ținînd seama de acest fapt, sarcina din regiunea de sărăcire poate fi aproximată de expresia (vezi [186]):

$$Q_{II} = \sqrt{2\varepsilon N_a V_1 e} \qquad 10.3.4$$

în care:

e — reprezintă sarcina electronului;
N_a — concentrația acceptorilor;
V_1 — valoarea potențialului de la suprafața semiconductorului, pentru care densitatea electronilor din regiunea de inversiune devine egală cu numărul de centre acceptoare ionizate, N_a^+; tensiunea V_1 este dată de expresia [186];

$$V_1 = V_s + 2\beta^{-1} \ln \frac{N_a}{N_i} = V_s + 2\,\Phi_F \qquad 10.3.5$$

unde $\beta = \frac{e}{kT}$, n_i — reprezintă densitatea intrinsecă a purtătorilor,

Φ_F — potențialul Fermi măsurat de la mijlocul zonei interzise.

Ținînd seama de expresiile 10.3.4; 10.3.5, conductanța G, devine:

$$G = \mu_n Q_I = \mu_n \left[\varepsilon_d \frac{V_p - V_s}{w_i} - \sqrt{2\varepsilon e N_a (V_s + 2\Phi_F)} \right]. \qquad 10.3.6$$

În relația 10.3.6 s-a luat Q_{II} cu semnul minus deoarece sarcinile din cele două straturi sînt de semn contrar (electroni și ioni pozitivi).

Tensiunea de suprafață V_s care apare datorită aplicării tensiunii V pe drenă, este determinată de curentul de drenă I_d și de rezistența canalului pe unitatea de lungimea, r_s:

$$V_s = \int_0^x I_d r \, dx \qquad 10.3.7$$

Rezistența pe unitatea de lungime este determinată de ecuația:

$$r = [GB]^{-1} \qquad 10.3.8$$

Scanned with CamScanner

sau înlocuind pe G, din 10.3.6 :

$$r = \left\{ B\mu_n \left[\varepsilon_d \frac{(V_p - V_s)}{w_i} - \sqrt{2\varepsilon e N_a (V_s + 2\Phi_F)} \right] \right\}^{-1} \qquad 10.3.9$$

în care B — reprezintă lățimea tranzistorului (fig. 240).

Diferențiind relația 10.3.7 și folosind ecuația 10.3.9 se obține :

$$dV_s = I_d \left\{ B\mu_n \varepsilon_d \left[\frac{V_p - V_s}{w_i} - \sqrt{2e\,\varepsilon N_a (V_s + 2\Phi_F)} \right] \right\}^{-1} \qquad 10.3.10$$

sau :

$$dV_s \left[V_p - V_s - \frac{w_i}{\varepsilon_d} \sqrt{2e\,\varepsilon N_a (V_s + 2\Phi_F)} \right] = \frac{I_d\, w_i}{\mu_n \varepsilon_d B}. \qquad 10.3.11$$

Ținînd seama de condițiile la limite :

la sursă : pentru $x = 0 \longrightarrow V_s = 0$

la drenă : pentru $x = L \longrightarrow V_s = V_d$

în care : L=lungimea canalului (fig. 240), prin integrarea relației 10.3.11 se obține :

$$V_p \int_0^L dV_p - \frac{1}{2} \int_0^L d(V_s^2) - \int_0^L \frac{w_i}{\varepsilon_d} \sqrt{2e\,\varepsilon N_a (V_s + 2\Phi_F)}\, dV_s = \frac{I_d\, w_i}{\mu_n \varepsilon_d B} \int_0^L dx \qquad 10.3.12$$

sau :

$$V_p \cdot V_d - \frac{1}{2} V_d^2 - K \frac{2}{3} [(V_d + 2\Phi_F)^{3/2} - (2\Phi_F)^{3/2}] = \frac{I_d\, w_i}{\mu_n \varepsilon_d B} \cdot L \qquad 10.3.13$$

în care prin K s-a notat expresia :

$$K = \frac{w_i}{\varepsilon_d} \sqrt{2e\,\varepsilon_d N_a}. \qquad 10.3.14$$

Din formula 10.3.13 se poate scoate expresia lui I_d :

$$I_d = \frac{\mu_n \varepsilon_d B}{L \cdot w_i} \left\{ V_p V_d - \frac{1}{2} V_d^2 - \frac{2}{3} K [(V_d + 2\Phi_F)^{3/2} - (2\Phi_F)^{3/2}] \right\} \qquad 10.3.15$$

Conductanța pentru $V_d \approx 0$ este dată de relația :

$$G_0 = \left(\frac{\partial I_d}{\partial V_d} \right)_{V_d \approx 0} = \frac{\mu_n \varepsilon_d B}{L\, w_i} [V_p - K (2\Phi_F)^{1/2}]. \qquad 10.3.16$$

Din această expresie se poate afla tensiunea de prag :

$$V_{p0} = K (2\Phi_F)^{1/2} \qquad 10.3.17$$

adică tensiunea necesară a fi aplicată electrodului-poartă pentru a anula tensiunea de la suprafața semiconductorului.

Scanned with CamScanner

Pentru a obține transconductanța g_m, se derivează ecuația 10.3.15 în raport cu V_p :

$$g_m = \frac{\partial I_d}{\partial V_p} = \mu_n \varepsilon_d \frac{B V_d}{L w_i} \qquad 10.3.18$$

adică o expresie identică cu cea găsită de Weimer [162] pentru *TPEC* (v. 9.6.9 și [181], formula 27).

Cînd datorită creșterii tensiunii de drenă V_d, tensiunea V_s atinge, lîngă drenă, o valoare egală cu V_p, sarcina spațială mobilă scade foarte mult și devine comparabilă cu sarcina din regiunea de sărăcire. La întreruperea curentului sursă-drenă, conductanța se anulează și ca atare, din expresia 10.3.6 se obține valoarea tensiunii V_s pentru care se întrerupe caracteristica curent-tensiune. Într-adevăr din 10.3.6 se obține :

$$\frac{\varepsilon_d (V_p - V_s)}{w_i} - \sqrt{2e\,\varepsilon N_a (V_s + 2\,\Phi_F)} = 0. \qquad 10.3.19$$

Folosind notația 10.3.14 se poate scrie :

$$V_p - V_s - K \sqrt{(V_s + 2\Phi_F)} = 0.$$

Prin ridicarea la pătrat se obține o ecuație de gradul II în V_s a cărei soluție este :

$$V_s = V_{p0} = V_p + \frac{K^2}{2} - \sqrt{V_p K^2 + \frac{K^2}{4} + 2K^2\Phi_F} \approx V_p - K\sqrt{V_p}. \qquad 10.3.20$$

Curentul de drenă din ecuația 10.3.15 atinge valoarea sa maximă (înainte de a se întrerupe) pentru $V_d = V_{p0}$ dat de ecuația 10.3.20. Tensiunea corespunzătoare acestui punct se numește tensiune de saturație.

O metodă asemănătoare de calcul a caracteristicilor tranzistorilor *MOS* a fost utilizată recent de Gaetzberger [187] folosind un calculator electronic.

Schema echivalentă a tranzistorului *MOS* este arătată în figura 241. Tranzistorul *MOS* poate fi considerat practic un amplificator ideal cu rezistență de intrare infinită și cu un generator de curent la ieșire [188]. Conductanța de intrare G_i se datorește pierderilor în stratul subțire de izolator și pentru un dielectric bun poate fi neglijabil de mică.

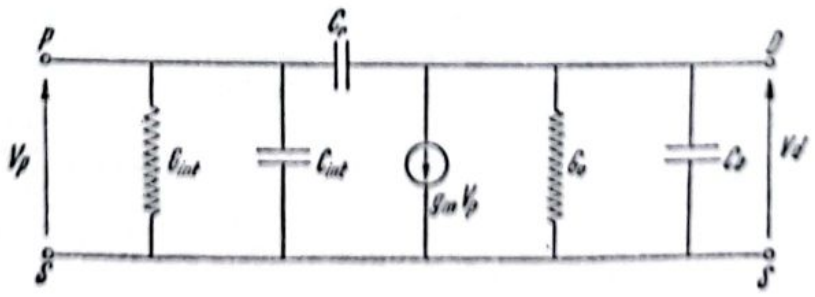


Fig. 241. — Schema echivalentă a unui tranzistor *MOS*.

Scanned with CamScanner

Capacitatea de intrare poate fi calculată după formula cunoscută: $C_{int} = \frac{\partial Q}{\partial V_p}$, în care Q reprezintă sarcina de canal. Întrucît calculul capacității C_{int} iese din cadrul acestei lucrări, se va da numai concluzia referitoare la această capacitate, aceea că C_{int} descreşte odată cu creşterea tensiunii de drenă. O astfel de dependență se poate explica fizic prin faptul că pe măsură ce creşte tensiunea V_d, apropiindu-se de saturație, forma suprafeței de potențial dintre sursă şi drenă se schimbă în mod radical şi continuu (v. fig. 238, *b*). Pe de altă parte nu toate liniile de cîmp se termină în purtători mobili. În practică se constată că valoarea capacității de intrare este mai mare decît cea găsită prin calcule, datorită faptului că atît stratul dielectric cît şi electrodul-poartă se extind parțial peste sursă şi drenă. Acest lucru contribuie şi la apariția unei capacități de reacție C_r (fig. 241).

Conductanța de ieşire G_0 poate fi calculată diferențiind formula 10.3.15 în raport cu V_d (vezi şi 10.3.16):

$$G_0 = \frac{\partial I_d}{\partial V_d} = \frac{\mu_n \varepsilon_d B}{L\, w_i} [V_p - V_d - K (V_d + 2\Phi_F)^{1/2}]. \qquad 10.3.21$$

Cînd $V_d = V_{d\cdot sat}$, conductanța G_0 tinde spre zero. În cazul caracteristicilor cu regiunea de saturație puțin înclinată, G_0 tinde spre o valoare finită atunci cînd $V_d = V_{d\cdot sat}$.

Capacitatea de ieşire C_0 constă din capacitățile celor două joncțiuni p—n legate în serie, şi se calculează diferențial în fiecare punct de funcționare.

Frecvența maximă de funcționare se află punînd condiția ca curentul prin capacitatea de intrare să fie egal cu curentul generat de generatorul de curent al tranzistorului:

$$f_{max} = \frac{\omega_{max}}{2\pi} = \frac{g_m}{2\pi C_{int}} \qquad 10.3.22$$

sau:

$$f_{max} = \frac{\mu_n V_d}{2\pi\gamma \cdot L^2} \qquad 10.3.23$$

în care γ reprezintă un parametru care intervine în expresia capacității de intrare [185]. Pentru unele exemplare s-au obținut frecvențe de tăiere de ordinul gigahertzilor. În practică, datorită capacităților şi inductanțelor parazite din circuitele în care lucrează tranzistorii *MOS*, frecvența de lucru este cu mult mai mică (zeci şi sute de MHz).

Panta g_m a tranzistorilor *MOS*, aşa cum reiese din formula 10.3.18, poate fi mărită dacă se măreşte lățimea B a tranzistorului (fig. 240).

Tranzistorii cu efect de cîmp prezintă o seamă de avantaje şi caracteristici importante, care au condus la o intensă cercetare a acestei clase de dispozitive semiconductoare şi la numeroase aplicații practice.

Dintre caracteristicile cele mai importante ale tranzistorilor cu efect de cîmp merită să fie subliniate valoarea mare a rezistenței de intrare

Scanned with CamScanner

a tranzistorilor cu poartă izolată (*MOS, TPEC*) și valoarea mică a rezistenței de ieșire. În plus, după cum s-a arătat, tranzistorii cu efect de cîmp au o pantă mare și un coeficient de amplificare ridicat. Aceste caracteristici fac ca tranzistorii *MOS* (sau *TPEC*) să se prezinte ca un amplificator ideal, avînd un generator de curent constant la ieșire. Tranzistorii cu efect de cîmp pot lucra la frecvențe ridicate (sute de megahertzi), iar cei cu poartă izolată pot fi cuplați direct între ei ceea ce conduce la reducerea numărului de piese și la microminiaturizare. Mai mult, după cum s-a arătat mai sus, tranzistorii *MOS* pot fi folosiți și în calitate de rezistențe în circuitele integrate (scheme solide) fapt care ușurează mult fabricarea circuitelor de acest tip.

Prin procedee adecvate, obținerea tranzistorilor cu efect de cîmp (*MOS, TPEC*) poate fi complet automatizată, ceea ce conduce la mărirea productivității, la mărirea siguranței în funcționare și la micșorarea prețului de cost a schemelor (integrate) obținute.

Tranzistorii cu efect de cîmp, în special tranzistorii MOS și cu straturi subțiri se aplică cu succes în microelectronică pentru obținerea schemelor solide sau a circuitelor bidimensionale. Datorită siguranței în funcționare pe care o au (în special tranzistorii *MOS*) și posibilităților de microminiaturizare, tranzistorii cu efect de cîmp se aplică deja la construirea aparaturii electronice pentru rachete și sonde spațiale, avioane etc.

În microelectronică tranzistorii *MOS* pot fi folosiți, fie ca dispozitive separate, fie în scheme integrate de tip *MOS* (întreaga schemă este obținută printr-un proces tehnologic unic de fabricare a tranzistorilor și rezistențelor de tip *MOS*). Circuitele integrate de tip *MOS* se folosesc intens la construcția circuitelor logice și la construcția mașinilor electronice de calcul. Actualmente o mare parte din producția de circuite integrate monolitice este construită pe dispozitive de tip *MOS*, care pot avea fie canal de conducție de tip *n*, fie de tip *p*, eliminînd prin aceasta necesitatea folosirii dispozitivelor bipolare (cu două tipuri de purtători). Ca o ilustrare a microminiaturizării circuitelor de tip *MOS* se pot da două exemple luate după lucrarea [183]. Astfel, pe o plachetă de siliciu cu dimensiunile $1{,}5 \times 2{,}5$ mm^2 s-a realizat un decodificator pentru trecerea de la sistemul binar la cel zecimal, schemă care conținea 125 tranzistori (*MOS*) și 9 diode de separare ; puterea necesară pentru buna funcționare a schemei era de ordinul a 20—25 mW. Tot pe plachete standard de siliciu ($1{,}5 \times 2{,}5$ mm^2) s-au realizat scheme integrate complexe (registre dinamice de deplasare) conținînd 413 dispozitive de tip *MOS* ; întreaga schemă lucrează ca un registru-serie cu o singură intrare și patru ieșiri separate [183].

Tranzistorii *MOS* cum și tranzistorii de tip Shockley pot lucra și la puteri mai mari decît cele folosite în circuitele integrate de mică putere. Astfel au fost realizați tranzistorii *MOS* (dimensiunile cristalului folosit fiind de $2{,}3 \times 3$ mm^2), cu o pantă foarte mare ($\sim$1 A/V) și putînd lucra la puteri mari ; un asemenea tranzistor poate comuta curenți de

Scanned with CamScanner

ordinul a 1—3 A pentru tensiuni de lucru de 35—50 V (timpul de comutare a 1 A nefiind mai mare de 20.10^{-9} s).

Tranzistorii cu efect de cîmp se aplică cu succes în construirea aparaturii de măsură (voltmetre digitale), electrometrelor (vezi tranzistori de tip „Ferranti", „TESLA", „Tungsram" etc.). În circuitele de intrare ale oscilografelorde bandă largă şi mare sensibilitate, în aparatura microminiaturizată, de radio, în emiţătoarele de mică putere şi putere medie etc.

Un domeniu special de aplicaţie al tranzistorilor cu efect de cîmp îl constituie acela al maşinilor electronice de calcul. Cu tranzistorii avînd poarta izolată se pot realiza circuite logice cu cuplaj direct, memorii folosind circuite bistabile, amplificatori de citire, numărătoare etc. Tranzistorii cu efect de cîmp pot fi folosiţi şi în construcţia maşinilor analogice de calcul pentru realizarea amplificatoarelor diferenţiale, în construcţia convertoarelor analog-digitale şi digital-analogice, în construcţia maşinilor hibride de calcul etc. Cu ajutorul tranzistorilor de tip *MOS* şi *TPEC* care lucrează în regim de sărăcire-îmbogăţire şi prezintă caracteristici de felul celor arătate în figura 239, *b*, se pot realiza circuite logice cu trei valori [189].

10.4. Circuite integrate monolitice

La construcţia circuitelor integrate monolitice se folosesc intens structurile *MOS*, *p—n—p—n*, tranzistorii cu cîmp intern cum şi alte dispozitive similare specifice schemelor solide. Cu toate acestea adevăratul circuit integrat tridimensional presupune realizarea unei scheme solide complete sau a unei părţi din ea, în acelaşi bloc monocristalin (semiconductor); este adevărat că aceasta se obţine folosind tehnicile speciale amintite la începutul acestui capitol şi că o mare parte din schemă este concepută şi realizată cu ajutorul structurilor de mai sus. Există însă o serie de scheme solide de un anumit specific care se obţin prin procedee proprii şi răspund unor funcţiuni bine stabilite. Dintre acestea cele mai reprezentative sînt schemele logice de diverse tipuri, cum şi alte elemente de automatizare, radioghidare şi control etc. În acest paragraf vor fi analizate succint — spre exemplificare — unele scheme logice tipice construite în sistem integrat monolitic.

Circuitele logice realizate sub formă de circuite integrate au căpătat o largă utilizare în construcţia calculatoarelor electronice şi a altor sisteme (control, ghidare, automatizare). Se poate spune că şi reciproca este adevărată: necesităţile legate de construcţia sistemelor cu un număr apreciabil de piese şi funcţiuni, cum ar fi calculatoarele, au condus implicit la dezvoltarea uluitoare a electronicii circuitelor integrate. Există o bogată literatură de specialitate în domeniul circuitelor logice inte-

Scanned with CamScanner

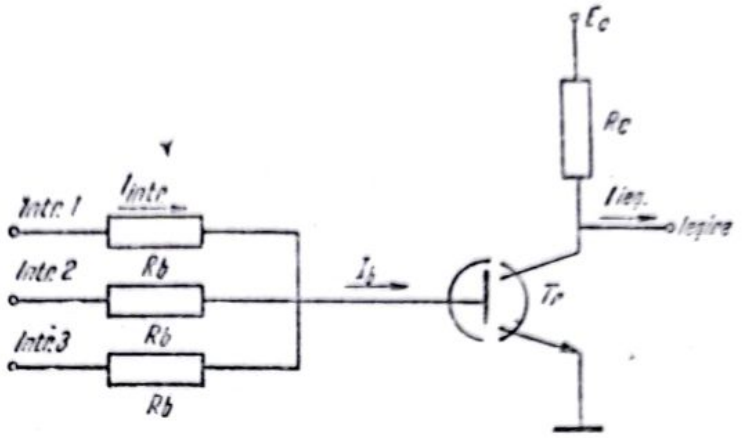


Fig. 242. — Schemă logică SAU-NU realizată cu rezistențe și tranzistori în construcție integrată.

grate [190—196]; în mod special pot fi recomandate lucrările [194], [195] cum și cartea „Circuite logice integrate" de Naumov [196].

Circuitele logice integrate cele mai reprezentative folosite pe scară largă în construcția calculatoarelor electronice pot fi clasificate după cum urmează:

— circuite logice integrate cu rezistențe și tranzistori;
— circuite logice integrate cu diode și tranzistori;
— circuite logice integrate cu tranzistori multiemitori (circuite tranzistor-tranzistor);
— circuite logice integrate cu emitorii cuplați împreună etc.

Evident, în cadrul acestui paragraf nu vor fi analizate în detaliu toate tipurile de circuite logice integrate; vor fi tratate succint unele scheme logice tipice cu scopul de a ilustra grandioasele succese obținute de tehnica integrată în acest domeniu.

În figura 242 este redată schema logică SAU-NU realizată cu *rezistențe și tranzistori*. Tranzistorul este folosit nu numai pentru realizarea operației de inversiune (negare), ci și pentru amplificarea semnalelor. Operația logică SAU este îndeplinită cu ajutorul rezistențelor incluse în circuitul bazei tranzistorului; evident că în loc de trei intrări pot fi mai multe, în funcție de necesitățile schemei logice. *

În schemele logice integrate ca cele de mai sus se folosește regimul de saturație al tranzistorului; în stare deschisă prin circuitele de intrare trec curenți intenși.

Mai folosite, în comparație cu schemele logice cu rezistențe și tranzistori, sînt *schemele logice integrate cu diode și tranzistori* (fig. 243). Aceste scheme sînt mult mai stabile față de diferite semnale parazite în comparație cu schemele din prima categorie.

În figura 243, *a* este reprezentată schema logică ȘI-NU cu un singur tranzistor lucrînd în regim de saturație, iar în figura 243, *b* este repre-

* Noțiuni asupra circuitelor logice și a diverselor funcțiuni logice se pot găsi în lucrarea [46].

Scanned with CamScanner

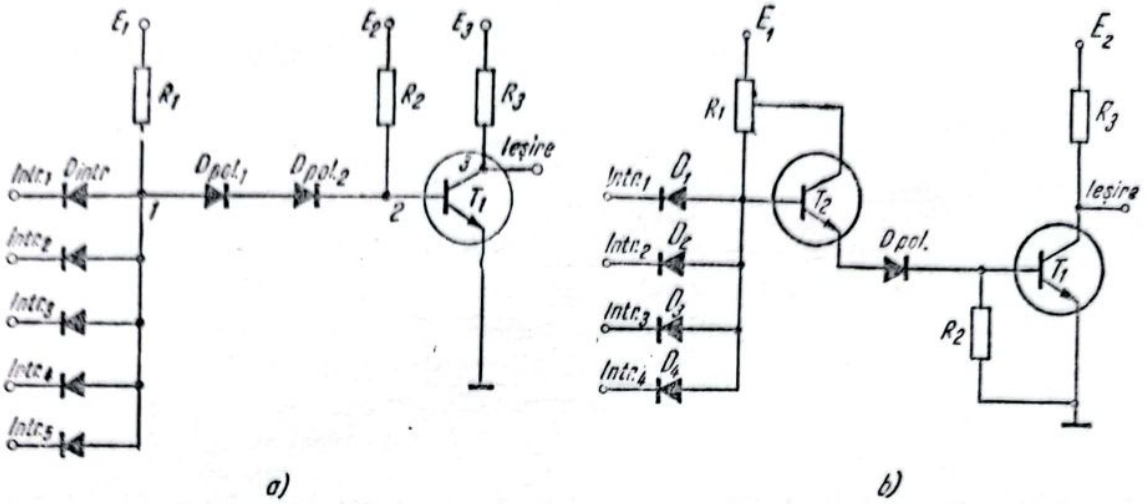


Fig. 243. Schemă logică ȘI—NU realizată cu diode și tranzistori lucrînd la saturație (în construcție integrată);
a — cu un singur tranzistor; *b* — cu doi tranzistori.

zentată schema logică ȘI-NU cu doi tranzistori. Cele două diode din prima schemă sînt destinate măririi pragului de blocare a schemei și ca urmare măresc stabilitatea montajului față de semnale parazite. În figura 243, *b* una din diode este înlocuită printr-un tranzistor care asigură amplificarea curentului I_{R1} și permite folosirea unui tranzistor T_1 cu un coeficient de amplificare mai mic.

Ambele tipuri de scheme din figura 243 prezintă însă în regim de blocare, rezistențe de ieșire suficient de mari (determinate de valoarea rezistenței R_3), ceea ce constituie evident un dezavantaj. Pentru înlăturarea acestui dezavantaj și a altor insuficiențe proprii acestor tipuri de scheme se apelează la scheme speciale cum ar fi schema logică ȘI-NU cu inversor complex (format din mai mulți tranzistori (fig. 244) [195], [196]). Analiza cantitativă a acestor tipuri de circuite logice integrate este făcută în diferite lucrări, cum ar fi de exemplu monografia [196].

Circuitele logice integrate cele mai folosite sînt *circuitele logice cu tranzistori multiemitori.* În cele ce urmează vor fi descrise succint unele scheme logice cu tranzistori multiemitori, cum și principiile constructive și de funcționare a acestor dispozitive.

În figura 245 este reprezentată schema principală a unui circuit logic integrat ȘI-NU, realizat cu doi tranzistori, dintre care unul cu mai mulți emitori.

Este demn de remarcat că o astfel de schemă este analoagă cu schemele logice realizate cu diode și tranzistori, descrise mai sus. În schema din figura 245 joncțiunile de emitor ale tranzistorului multiemitor îndeplinesc funcțiile analoage diodelor de intrare din schema reprezentată în figura 243, iar joncțiunea colectorului joacă rolul diodei de prag.

Tranzistorul multiemitor reprezintă unul din dispozitivele semiconductoare integrate cele mai importante folosite în tehnica circuitelor logice integrate. Singura deosebire pe care o prezintă acest tip de tranzistori

Scanned with CamScanner

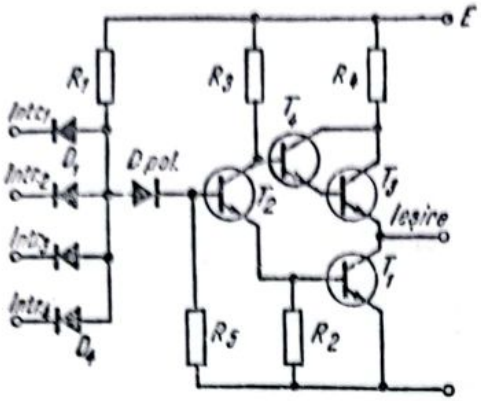


Fig. 244. — Schemă logică integrată de tipul ŞI — NU, cu inversor complex (cu mai mulţi tranzistori).

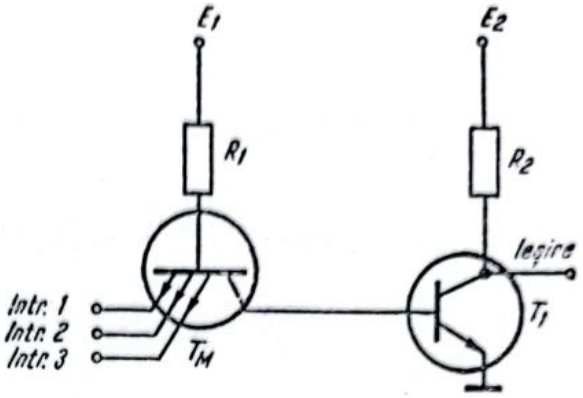


Fig. 245. — Schema principială a unui circuit logic integrat ŞI—NU realizată cu tranzistori, dintre care unul cu mai mulţi emitori.

într-o schemă integrată monolitică, constă în aceea că posedă un număr oarecare m de emitori. Aceşti emitori trebuie astfel dispuşi încît să nu existe între ei vreo interacţiune directă prin intermediul bazei pasive a schemei integrate. Astfel tranzistorul multiemitor apare ca o totalitate a m structuri de tranzistor avînd colectorul comun şi interacţionînd între ele numai pe seama mişcării purtătorilor majoritari.

În figura 246, *a*, *b* sînt reprezentate secţiunea printr-un tranzistor multiemitor şi vederea de sus asupra acestuia (schematic). În etapele de fabricare a schemei integrate, tranzistorii multiemitori sînt creaţi în acelaşi timp şi prin aceleaşi procedee ca şi tranzistorii obişnuiţi din restul schemei; evident că, în acest caz, ei vor poseda caracteristici identice, deosebirile apărînd numai în regiunea emitorului şi fiind — după cum s-a mai specificat — numai de natură constructivă. Ca şi ceilalţi tranzistori cu care coexistă în schemă, tranzistorii multiemitori vor avea aceeaşi distribuţie a impurităţilor în emitor, bază şi colector, aceleaşi capacităţi de barieră etc.

La tranzistorii multiemitori, domeniile active ale bazelor, situate sub joncţiunile emitorilor, sînt unite între ele prin regiuni pasive ale bazei,

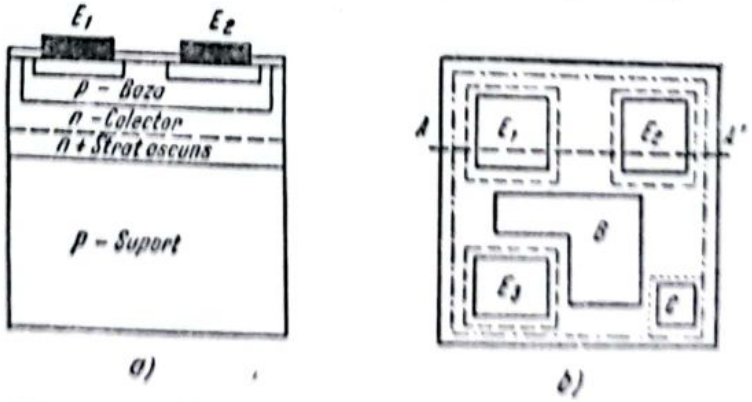


Fig. 246. — Construcţia unui tranzistor multiemitor; *a* — secţiune după linia $A - A'$ (fig. 246, *b*); *b* — vedere de sus.

astfel încît coeficientul de transmisie a curentului prin regiunile pasive să fie foarte mic, asigurîndu-se astfel o cît mai slabă interacțiune reciprocă a intrărilor schemei.

Ca și în cazul unui tranzistor obișnuit la care (v. 6.4.21) :

$$I_e = I_b + I_c, \tag{10.4.1}$$

în cazul unui tranzistor multiemitor se poate scrie :

$$\sum_{j=1}^{m} I_{ej} = I_b + I_c \qquad (j = 1,2,3 \ldots m) \tag{10.4.2}$$

unde I_{ej} reprezintă curentul emitorului j.

Dacă $I_{e\,in\cdot j}$ reprezintă curentul de injecție al emitorului j, care conform relației 7.3.6 este dat de :

$$I_{e\,in\cdot j} = a_{ej}\left(e^{-\frac{eV_{e\cdot j}}{kT}} - 1\right), \tag{10.4.3}$$

atunci se poate scrie expresia curentului de emitor [196] :

$$I_{ej} = I_{e\,in\cdot j} - \alpha_{ij}\, I_{c\cdot in}. \tag{10.4.4}$$

În această formulă $I_{c\cdot in}$ reprezintă curentul de injecție al joncțiunii colectorului a cărei expresie este analoagă cu 10.4.3 ; α_{ij} — reprezintă coeficientul de transmisie inversă a curentului pentru structura de ordinul j.

Dacă α_j reprezintă coeficientul normal de transmisie a curentului emitorului j, atunci se poate scrie expresia curentului de colector pentru tranzistorul multiemitor, în mod analog relației 7.3.8 :

$$I_c = \sum_{j=1}^{m} \alpha_j\, I_{e\cdot in\cdot j} - I_{c\cdot in}. \tag{10.4.5}$$

Factorul a_{ej} din formula 10.4.3 cum și factorul similar din formula analoagă corespunzătoare curentului $I_{c\cdot in}$, au o expresie mai complicată mai ales în cazul semnalelor mari [196]. Dacă toate cele j structuri de tranzistori sînt absolut identice, formulele de mai sus suferă o simplificare apreciabilă ; în particular formula 10.4.2 devine :

$$I_b + I_c = mI_{ej} \tag{10.4.6}$$

în care m reprezintă numărul emitorilor (structurilor).

Sistemul de ecuații 10.4.4. ; 10.4.5. poate fi folosit în analiza caracteristicilor tranzistorilor multiemitori, cum și pentru calculul schemelor logice integrate construite cu asemenea tranzistori.

Întrucît circuitele logice simple cu tranzistor multiemitor ca cele din figura 245 sînt foarte puțin stabile față de semnale parazite și alte influențe, se folosesc diferite variante de circuite ȘI-NU cu tranzistor multiemitor și inversor complex (fig. 247). Pe lîngă mărirea stabilității

Scanned with CamScanner

BCU „M. EMINESCU" IAȘI

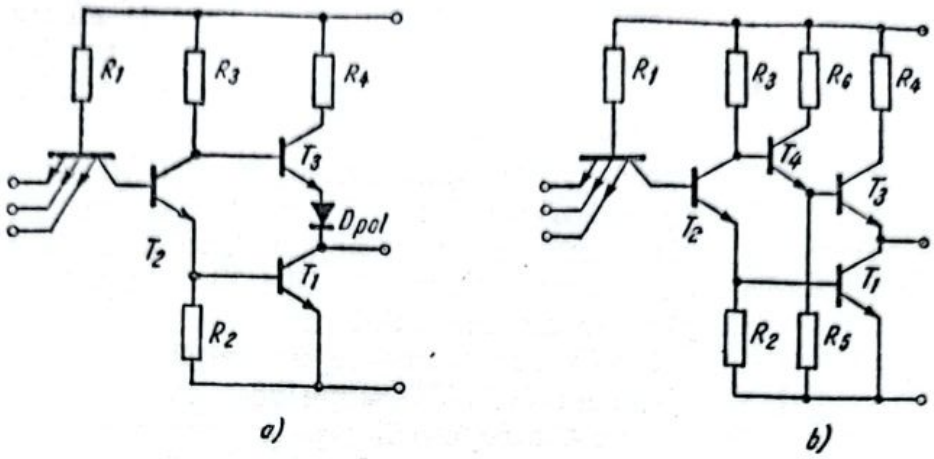


Fig. 247. — Scheme logice integrate (micrologice) de tipul tranzistor - - tranzistor, cu tranzistori multiemitor și inversor complex.

față de semnale parazite, aceste scheme conduc la o scădere a pretențiilor impuse parametrilor tranzistorilor. Aceasta are ca o consecință ridicarea procentului de producție a schemelor în stare de funcționare, în ciuda faptului că numărul componentelor schemei crește. Deși numărul de componente în schemele cu tranzistori multiemitor și invertor complex este mare, el totuși rămîne inferior numărului de componente și conexiuni propriu schemelor logice similare (cu același număr de intrări) realizate cu diode și tranzistori (v. fig. 244)) ; aceasta se explică și prin aceea că, după cum s-a mai spus tranzistorul multiemitor înlocuiește toate diodele de intrare și de prag din schema logică considerată. Merită să fie subliniat și faptul că spre deosebire de circuitele logice cu diode și tranzistori, circuitele cu tranzistor multiemitor (și cu inversor complex) ocupă o suprafață mai mică pe plăcuța de siliciu ; tranzistorul multiemitor reprezintă un dispozitiv microelectronic tipic, el neavînd analog în clasa dispozitivelor semiconductoare obișnuite (clasice).

Deoarece cerințele impuse tranzistorilor în schema logică cu tranzistor multiemitor și inversor complex sînt mai puțin severe decît în cazul altor scheme, prețul de cost al acestor scheme este comparabil (și uneori mai mic) cu cel al schemelor cu diode și tranzistori. În plus, în ceea ce privește unii parametrii electrici de bază, aceste scheme sînt superioare circuitelor logice cu diode și tranzistori, avînd totodată un timp de comutare mult mai mic decît în cazul acestora din urmă.

Schemele logice cu diode și tranzistori depășesc pe cele cu tranzistori multiemitor în ceea ce privește parametrii lor statici ; în aceste scheme se asigură o separare ideală între intrările vecine în ceea ce privește curentul continuu, ceea ce la schemele cu tranzistor multiemitor este mai greu de realizat.

În ultima vreme se elaborează așa-numitele circuite logice tranzistor-tranzistor „modificate". În figura 248 este reprezentată o astfel de schemă cu tranzistor multiemitor modificată. După cum se vede tranzistorul T_2 are și el doi emitori, servind atît la amplificarea curentului care

Scanned with CamScanner

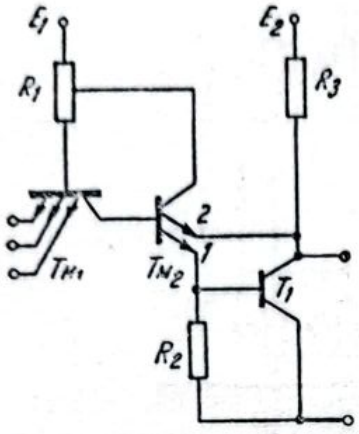


Fig. 248. — Schemă micrologică „modificată" cu tranzistori multiemitori (T_{M_1} și T_{M_2}).

blochează tranzistorul T_1 (prin intermediul primului emitor), cît și pentru limitarea tensiunii la colectorul tranzistorului T_1 (prin intermediul celui de al doilea emitor).

Circuitele logice integrate cu emitorii legați împreună denumite și *comutatori de curent* intră în clasa schemelor cu acțiune rapidă de comutare și de putere consumată ridicată. Timpul mic de întîrziere a semnalului în aceste scheme este asigurat prin eliminarea regimului de saturație a tranzistorilor (v. [46]) și pe seama folosirii, la ieșirea schemei, a repetorilor pe emitor, fapt care permite accelerarea procesului de încărcare a capacității de sarcină a schemei. Folosirea repetorilor pe emitor presupune însă un consum mai ridicat, fapt deja amintit mai sus.

În figura 249 este redată schema unui sistem logic integrat realizat cu emitorii comuni. După cum se vede în figură schema îndeplinește simultan două funcțiuni logice SAU-NU cu intrarea 1 și SAU cu intrarea 2. Funcționarea sistemului logic se înțelege din analiza figurii ; în particular, dacă la toate intrările schemei (pe baze) nu se aplică semnal (sau se aplică semnal slab, corespunzător stării logice „0"), prin tranzistori nu va curge curent astfel încît tensiunea de alimentare se va regăsi în punctul *a* (pe colectori) ; la ieșirea 1 (a primului tranzistor) se va obține astfel semnal înalt (nivelul logic „1"), egal cu diferența dintre tensiunea *U* (din punctul *a*) și căderea de tensiune (mică) de pe joncțiunea bază-emitor a primului tranzistor.

Evident, într-un număr restrîns de pagini nu e posibilă decît o scurtă trecere în revistă a principalelor tipuri de circuite logice integrate, fără a epuiza nici pe departe problema circuitelor integrate monolitice. După cum s-a menționat la începutul paragrafului, succinta prezentare a circuitelor logice integrate a fost făcută ca o exemplificare a circuitelor integrate monolitice. Analiza cantitativă a acestor circuite este făcută

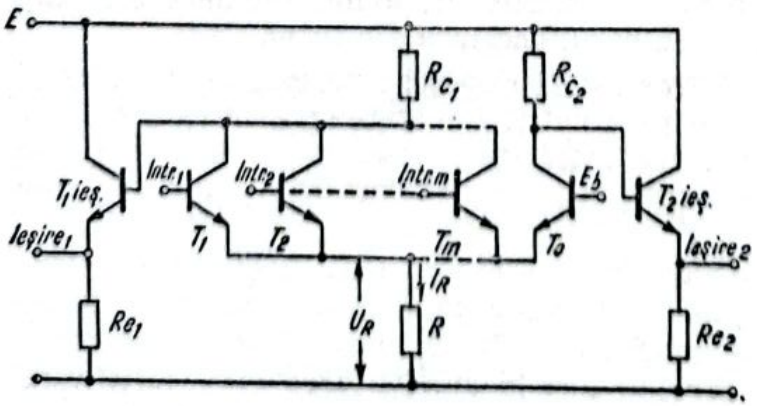


Fig. 249. — Schemă micrologică de bază, de tipul SAU — —NU/SAU cu emitori comuni.

în diferite lucrări de specialitate [196—200]. Există o mare diversitate de circuite logice integrate, cum și diferite criterii de comparare a diferitelor circuite logice în funcție de construcția, timpul, modul de funcționare, puterea consumată, stabilitatea față de semnale parazite, timp de comutare etc. [196], [197]. În particular merită să fie subliniat avîntul mare pe care l-a primit producția circuitelor logice integrate de foarte mică putere consumată (microvați și nonavați) [197].

În încheiere trebuie menționat și faptul că în construcție integrată pot fi realizate și alte elemente pentru mașini electronice de calcul, sistem de control și automatizare, tehnica dirijată a măsurării etc.; astfel pe lîngă circuitele logice de bază de orice tip, se pot realiza memorii cu circuite bistabile (integrate) sau cu pelicule magnetice (integrare bidimensională !), registre de deplasare, codificatori și decodificatori, sisteme de măsurare, sisteme de afișaj cifric cu dispozitive integrate optoelectronice (v. paragraful 11.2) etc.

10.5. Metode de obținere a circuitelor integrate monolitice

Metodele de proiectare și fabricare a circuitelor integrate sînt extrem de variate, astfel încît tratarea exhaustivă a acestor metode ar necesita monografii întregi. Unele aspecte și tehnologii de fabricare a circuitelor microelectronice au fost tratate în paragrafele capitolelor precedente (v. paragrafele 9.3, 10.1—10.3). În cele ce urmează vor fi analizate succint unele principii de proiectare și metode de obținere a circuitelor integrate; în capitolul următor vor fi tratate mai pe larg unele tehnologii speciale folosite în microelectronică.

Elaborarea unui circuit integrat presupune următoarele trei faze principale: 1) fixarea scopului sau destinația schemei; 2) proiectarea schemei; 3) construirea (fabricarea) circuitului integrat.

În ceea ce privește *destinația schemelor integrate*, există o mare diversitate, ceea ce implică evident și o diversitate în construcția respectivelor circuite. Cu toate acestea se detașează net clasa circuitelor logice integrate necesare tehnicii de calcul și aparaturii numerice diverse; acest gen de circuite integrate au căpătat, după cum s-a mai menționat, o foarte largă răspîndire; în cadrul acestei clase (a circuitelor logice integrate) au și început să apară anumite standardizări în vederea obținerii unei producții unificabile sau de scheme tip, în vederea unei mai ușoare depanări (scheme interschimbabile).

După stabilirea destinației schemei, destinație care impune neapărat anumite condiții tipului de schemă și tehnologiei adoptate, se trece la *proiectarea circuitului integrat*. Această operație presupune mai multe

Scanned with CamScanner

faze, numărul lor variind de la un tip de schemă la altul în funcţie de scop, material, tehnologie, preţ de cost, siguranţă în funcţiune etc.

La proiectarea oricărui tip de schemă integrată (în general, nu numai pentru cele monolitice), trebuie să se ţină seama că pentru o anumită tehnologie pot fi favorizaţi anumiţi parametri constructivi şi funcţionali şi din contră alţi parametrii să fie sub aşteptări ; acest lucru a fost remarcat şi în paragrafele precedente, mai ales în cel care se vorbeşte despre circuite logice integrate (v. paragraful 10.4) ; un compromis între parametrii schemei trebuie adoptat în proiectarea oricărei serii de circuite integrate.

Odată aleasă tehnologia şi materialul suportului activ (sau al suportului pasiv în cazul circuitelor integrate bidimensionale), este necesar să se ţină seama de o serie întreagă de cauze care pot influenţa parametrii finali ai schemei ca urmare a procesului tehnologic. Aşa, de exemplu, în cazul schemelor de siliciu, construite în tehnologia planar-epitaxială (tehnologia cea mai larg folosită în producţia circuitelor integrate (v. paragrafele 9.3 şi 10.1), este necesar să se ţină seama de factorii următori :

1) Apariţia capacităţilor parazite pe suport şi între componente.

2) Apariţia structurilor parazite cum ar fi diferite forme de diode, tranzistori (în special tranzistori *MOS*) etc.

3) Apariţia structurilor $p—n—p—n$ şi posibilitatea apariţiei diferitelor legături active parazite.

4) Interacţiunea diferiţilor parametri ai componentelor etc.

Pentru a putea fi luate în seamă diferitele particularităţi impuse de tehnica integrării, înainte de a se trece la realizarea completă a schemei solide se utilizează unele componente separate speciale, cu care se fac încercări asupra prototipului parţial realizat. Numai după stabilirea parametrilor optimi (constructivi şi de lucru) se trece la realizarea integrală a prototipului.

Întrucît operaţiile de proiectare a circuitelor integrate sînt uneori deosebit de complexe, pentru proiectarea lor se folosesc în mod curent maşinile electronice de calcul, analiza matematică cu ajutorul grafurilor etc.

Ciclul de proiectare a schemelor integrate cuprinde printre altele următoarele etape :

1) Determinarea compoziţiei funcţionale a seriei de scheme şi cerinţele tehnice faţă de fiecare circuit.

2) Alegerea structurii fizice şi calculul componentelor active.

3) Sinteza schemelor.

4) Analiza schemelor.

5) Elaborarea sistemului de parametri şi metodelor de măsură (control).

6) Elaborarea topologiei circuitului integrat (sau plachetei pe care se realizează un număr mai mare de circuite).

Spaţiul nu ne permite analiza nici măcar sumară, a acestor etape, de aceea cititorul este îndrumat spre lucrările de specialitate [201—207].

Scanned with CamScanner

Fabricarea (obținerea) circuitului integrat reprezintă ultima etapă a procesului de elaborare a schemelor solide. Tehnologiile folosite curent sînt cele analizate în paragrafele 9.3, 10.1—10.3 ; pentru o tratare mai unitară a problemei se recomandă lucrările [45], [208—212]. În general, procedeele de fabricare au la bază metodele de fotolitografie, mascare, epitaxie, difuzie simplă sau multiplă, depunerea componentelor pasive, montajul în carcase și încercările finale.

Este necesar însă să se țină seama de raportul care trebuie să existe între elementele active și pasive pentru fiecare circuit în parte (în funcție de specificul schemei), cum și de alte cerințe impuse schemei (eliminarea căldurii disipate, automatizarea procesului de fabricare, gradul de integrare, siguranța în funcționare, gabarit și consum, preț de cost, pasivare și încapsulare etc.).

În cele ce urmează vor fi redate — spre exemplificare — unele procedee generale de fabricare a circuitelor integrate monolitice, pornind de la descrierea realizării elementelor separate și încheind cu tehnologia obținerii unor circuite integrate tipice.

Rezistențele folosite într-o schemă solidă pot fi create fie în interiorul monocristalului folosind rezistența de volum a unor porțiuni ale materialului semiconductor, fie prin difuzia unor impurități speciale prin tehnici de mascare la suprafața blocului semiconductor. Folosirea rezistențelor volumetrice necesită uneori (mai ales atunci cînd este nevoie de rezistențe de valori mari) folosirea unor materiale de bază cu rezistivități ridicate ceea ce poate duce la probleme de incompatibilitate cu realizarea tranzistorilor în același bloc monolit. În asemenea cazuri se apelează la tehnica straturilor subțiri pentru depunerea unor rezistențe peliculare pe suprafața blocului semiconductor. În funcție de materialul și de geometria aleasă, valorile rezistențelor peliculare pot fi suficient de ridicate și de stabile. *Capacitățile* folosite în schemele solide pot fi realizate prin metodele folosite în tehnica circuitelor integrate bidimensionale. Folosirea proprietăților capacitive ale unei joncțiuni p—n polarizate invers este limitată în unele cazuri, deoarece asemenea capacități prezintă polaritate și dependență neliniară a valorii lor în funcție de tensiunea aplicată. Un tip mai răspîndit de condensator folosit în schemele solide, este realizat prin depunerea unui oxid (dielectric) pe suprafața monocristalului de bază (care constituie prima armătură a dispozitivului) peste care se depune apoi un strat subțire metalic care constituie a doua armătură a condensatorului. Pentru a obține capacități mari se preconizează folosirea unor materiale izolatoare cu constantă dielectrică ridicată, capabile să reziste la tensiuni de străpungere apreciabile.

Elemente pasive cu valori variabile (condensatori variabili, „potențiometre") se obțin ținînd seama de acțiunea cîmpului electric asupra unor structuri special realizate în monocristalul de bază. Astfel, după cum s-a mai amintit, capacități variabile se obțin prin aplicarea unor dife-

Scanned with CamScanner

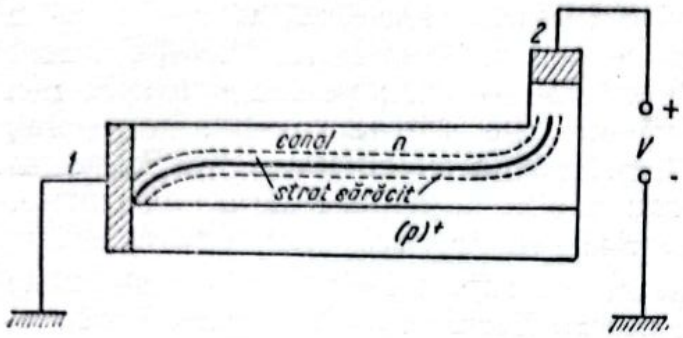


Fig. 250. — Rezistență variabilă— funcționînd pe baza efectului de cîmp.

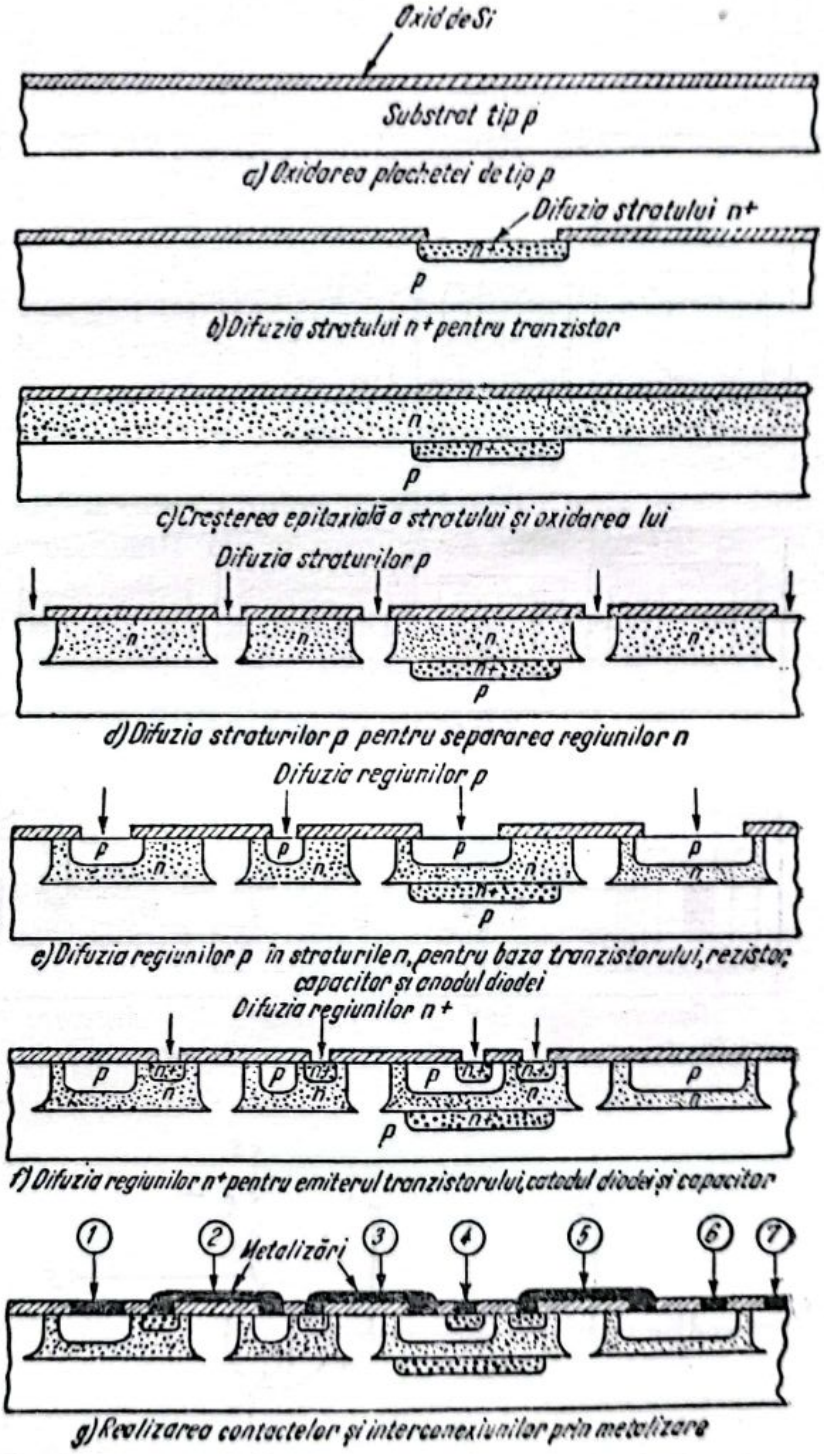
rențe de potențial pe o structură p—n realizată în blocul semiconductor. De obicei, se folosesc joncțiunile emitor-bază sau bază-colector ale unor structuri-tranzistor obținute odată cu alte elemente active componente. Pentru o joncțiune emitor-bază tipică se obține o capacitate de aproximativ 500—600 pF/mm² pentru o tensiune de polarizare de 5 V.

Rezistențe variabile se obțin pe seama limitării curentului de lucru într-o structură care lucrează pe baza efectului de cîmp, pe baza efectului tunel etc. De exemplu, se poate modifica rezistența unei joncțiuni p—n construită în mod special pe seama lărgirii sau îngustării stratului sărăcit în purtători, sub acțiunea unei tensiuni aplicate în regim de conducție inversă (fig. 250). Dacă tensiunea între contactele ohmice 1 și 2 (fig. 250) crește, atunci regiunea săracă în purtători se lărgește cu predilecție în stratul de rezistivitate mai mare adică în domeniul n, provocînd astfel o îngustare a acestui domeniu — deci și a canalului de lucru. În acest fel se obține o creștere (neliniară) a rezistenței canalului, în funcție de tensiunea aplicată. Date mai complete asupra tipurilor și caracteristicilor rezistențelor și capacităților folosite în tehnica circuitelor integrate tridimensionale se găsesc în lucrarea [21]. În lucrarea citată se dau, de asemenea o serie de metode de calcul a diferite tipuri de capacități de barieră (a joncțiunilor p—n) a rezistențelor fixe și variabile (ca urmare a efectului de cîmp) cum și a circuitelor RC cu constante distribuite, larg utilizate în construcția schemelor solide.

Construcția *elementelor active* folosite în circuitele integrate tridimensionale se bazează pe metodele deja amintite în capitolele precedente. În speță, diodele și triodele semiconductoare se realizează pe baza joncțiunilor p—n obținute prin diferite procedee tehnologice. Cele mai larg utilizate sînt tehnicile pentru obținerea tranzistorilor planari și „mesa" folosindu-se procedeele creșterilor epitaxiale și difuziilor succesive.

În figura 251, *a*, *b*, sînt redate etapele procesului de obținere a unui circuit integrat complex ; în figura 251, *c* este reprezentată schema electrică a circuitului integrat (a se observa reperele corespunzătoare 1—7).

După cum s-a mai precizat în paragraful 10.3 tehnologia structurilor *MOS* este intens utilizată în tehnica circuitelor integrate în special în elaborarea circuitelor logice de diverse tipuri. În figura 252 este redată o structură de circuit integrat conținînd trei tranzistori *MOS*, iar în



a)

Fig. 251 (v. continuare).

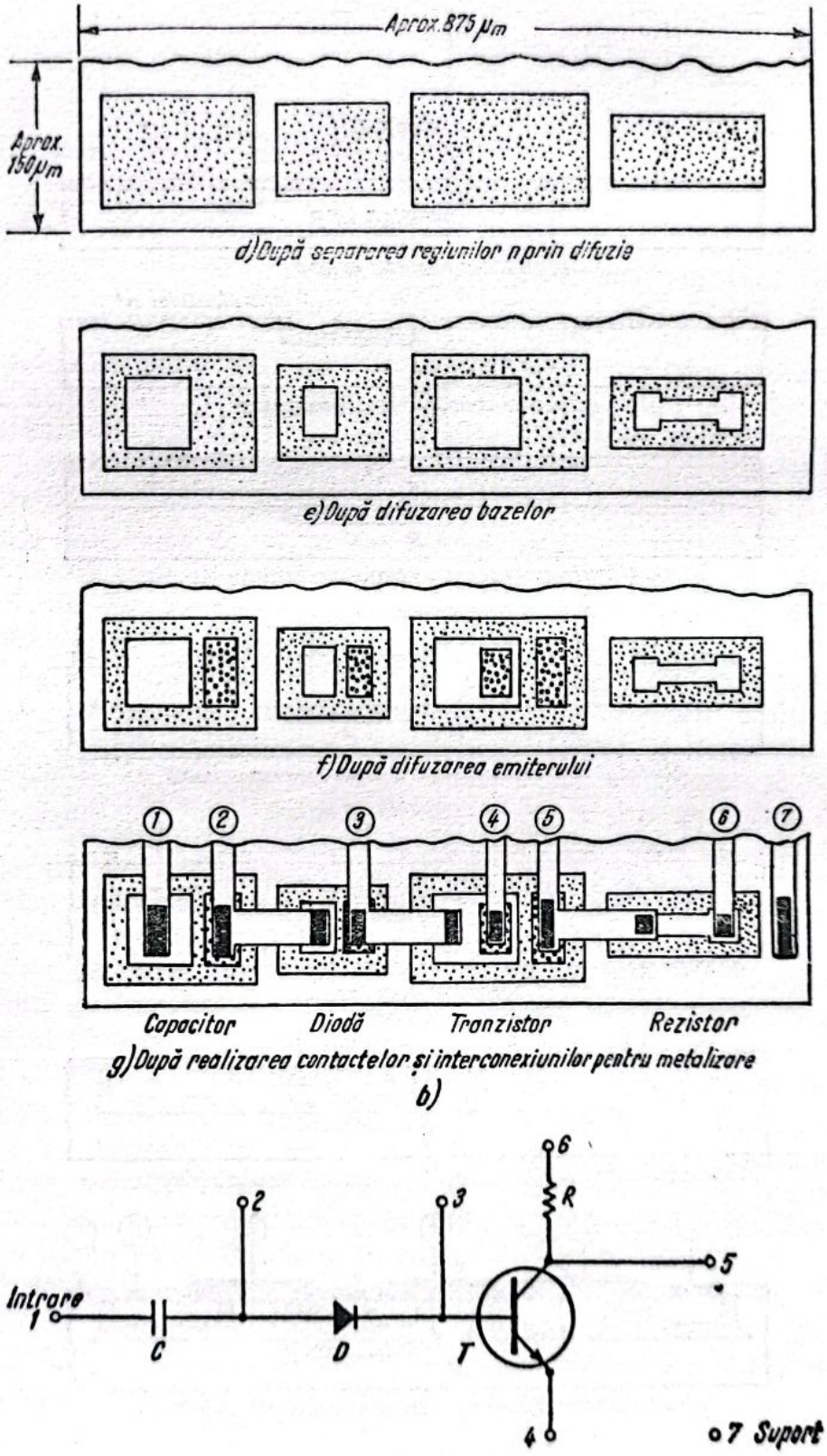


Fig. 251. — Procesul de obținere a unui circuit integrat:
a — secțiune; *b* — vedere de sus; *c* — schema electrică a circuitului.

figura 253, *a*, este reprezentată schema de conectare a unui tranzistor *MOS* pentru a îndeplini funcţiunea de rezistor (v. paragraful 10.3).

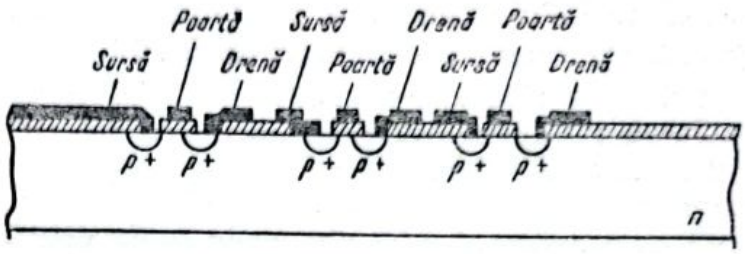


Fig. 252. — Structura unui circuit integrat realizat cu structuri *MOS*.

Din structurile de tranzistor decurg cu uşurinţă şi structurile diodelor prin folosirea fie a joncţiunilor emitor-bază, fie a joncţiunilor bază-colector. În acest mod pot fi obţinute diode planare sau mesa din structurile respective ale tranzistorilor.

Folosirea tehnicilor mesa şi planare se dovedeşte a fi cea mai indicată pentru realizarea circuitelor integrate monolitice. Pe lîngă avantajul obţinerii unor elemente active de calitate, capabile să lucreze la frecvenţe ridicate, aceste tehnici permit realizarea unei bune protejări a respectivelor elemente cît şi asigurarea unei izolaţii perfecte între diferite părţi ale schemei solide. Izolarea diferitelor structuri componente individuale constituie o problemă complexă în tehnica circuitelor solide. Multe soluţii se bazează pe folosirea unor extrajoncţiuni între elementele componente, astfel încît regiunile care trebuie izolate sînt separate (în timpul funcţionării) printr-o diodă polarizată invers. Cu succes sînt folosite pentru izolaţie straturile subţiri de SiO sau SiO_2 obţinute prin procedee adecvate chiar la suprafaţa plăcuţei semiconductoare (în ge-

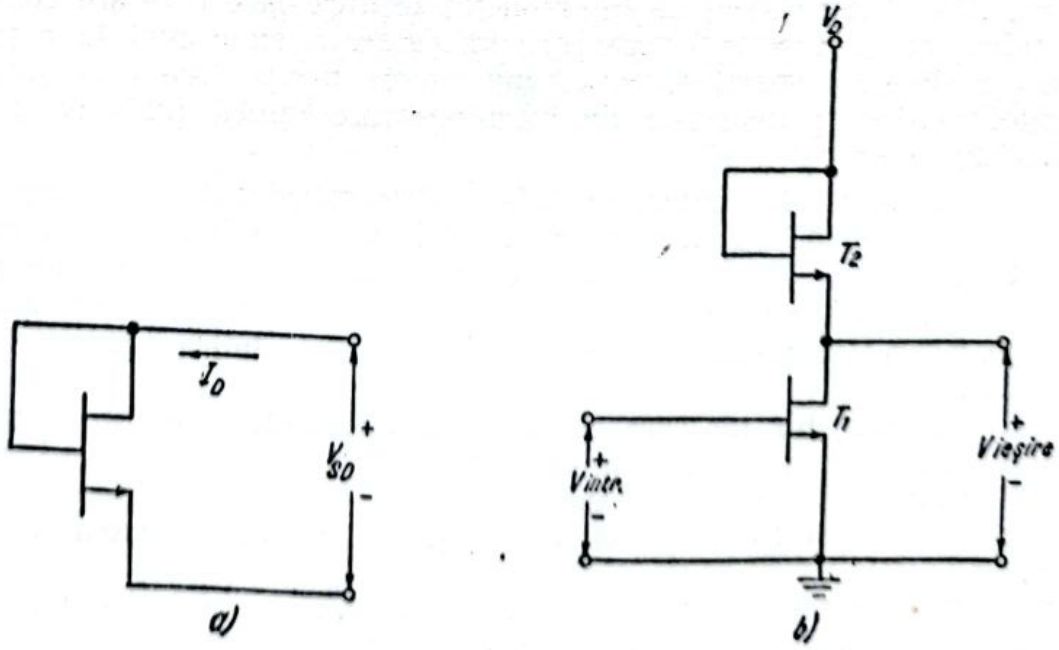


Fig. 253. — *a* — Structură *MOS* (tranzistor conectat ca rezistor); *b* — circuit de comutare cu tranzistor şi rezistor de tip *MOS*.

neral de siliciu). Izolarea cu ajutorul peliculelor de oxid se realizează prin procedee arătate în paragraful 10.1.

Folosirea straturilor subțiri de SiO_2 (sau SiO) permite, de asemenea, izolarea interconexiunilor dintre diferite subansambluri ale schemei solide. Această interconectare, se realizează cu ajutorul peliculelor subțiri care trec deasupra stratului izolator de SiO_2 (sau SiO) și fac contact cu substratul adiacent acolo unde este indicat. În mod curent pentru realizarea interconexiunilor se folosesc peliculele de aluminiu, întrucît aceste pelicule aderă bine atît la siliciu (blocul semiconductor) cît și la stratul izolator de bioxid de siliciu.

În tehnica circuitelor solide sînt larg utilizate și alte elemente pasive și active decît cele mai sus arătate. Astfel se folosesc pe scară largă tranzistorii canal (cu efect de cîmp) cu poartă izolată sau neizolată, structuri $p—n—p—n$, structuri complimentare care conțin în același substrat tranzistori $p—n—p$ și $n—p—n$ (cuplați între ei) realizați prin tehnica planaro-epitaxială, tranzistori inductivi (sau grupări de elemente active și pasive care prezintă în exterior un efect inductiv), diode Zener, diode tunel etc. [21], [45].

În schemele solide, problema interconectării între ele a diferitelor elemente este mult simplificată în comparație cu alte tipuri de circuite. Numărul de contacte scade foarte mult ceea ce mărește siguranța în funcționare a aparaturii electronice realizate pe baza circuitelor integrate. Conexiunile de bază care neapărat trebuie asigurate sînt cele de la intrarea și ieșirea schemei cum și cele necesare pentru conectarea surselor de alimentare. Realizarea unor asemenea conexiuni se face cu ajutorul legăturilor executate prin termocompresiunea unor fire conductoare fine. Acest sistem de interconexiune duce la o oarecare creștere a prețului de cost și la o oarecare micșorare a siguranței în exploatare a circuitelor respective. În ultima vreme perspective promițătoare deschide folosirea principiilor de interconectare optică [213] (v. paragraful 11.2).

Majoritatea schemelor integrate (bi- și tridimensionale) sînt încorporate în carcase standard prevăzute cu picioruțe terminale la fel ca și circuitele modulare. De altfel, folosirea tehnicilor hibride obținute prin combinarea circuitelor integrate bi- și tridimensionale cu sistemele micromodulare, permite realizarea unor mari densități de împachetare a componentelor.

Datorită avantajelor pe care le prezintă circuitele integrate monolitice acestea au cunoscut în ultimul timp o dezvoltare impetuoasă. Dintre aceste avantaje se pot aminti următoarele :

1) posibilitatea realizării unei densități de montaj extrem de ridicate ;

2) simplificarea procesului de producție ca urmare a folosirii tehnologiilor adecvate și a sistemelor de măști schimbabile ;

3) micșorarea extremă a numărului de conexiuni interne și externe ;

4) siguranța mare în funcționare etc.

Scanned with CamScanner

Dintre dezavantajele schemelor solide se pot menţiona, de exemplu :

1) limitări în obţinerea unor valori nominale ridicate ale elementelor pasive componente ;

2) variaţia cu temperatura a caracteristicilor elementelor active şi pasive componente ;

3) greutăţi în realizarea unor abateri mici de la valorile optimale ale parametrilor schemei solide ;

4) preţ de cost relativ ridicat etc.

Datorită faptului că aceste insuficienţe ale circuitelor integrate monolitice sînt considerabil depăşite de avantajele mari pe care aceste circuite le prezintă, producţia lor cunoaşte un avînt din ce în ce mai mare; multe din deficienţele amintite au fost eliminate sau sînt pe cale de a fi eliminate, prin folosirea unor tehnologii speciale despre care se va vorbi în capitolul următor.

Scanned with CamScanner

CAPITOLUL 11

Probleme speciale ale microelectronicii. Perspective de dezvoltare

11.1. Dispozitive funcţionale

După cum s-a amintit în capitolul 8 o problemă acută a electronicii contemporane este aceea a reducerii numărului imens de piese şi conexiuni din aparatura electronică modernă. Există deja instalaţii electronice care conţin sute de mii sau chiar milioane de piese componente (sisteme de teleghidare, maşini electronice de calcul etc.). Într-un institut de cercetări din S.U.A. (Standford) este în curs de elaborare un sistem de calcul cifric alcătuit din 10^{11} elemente active, este adevărat pe baza circuitelor integrate monolitice [45].

Consecinţele negative introduse de creşterea rapidă a numărului de piese şi conexiuni din aparatura electronică modernă au fost pe scurt enumerate în paragraful 8.1. Tot acolo s-au arătat şi principalele căi de abordare a problemei reducerii numărului de piese folosite într-un montaj electronic complex. Tehnica circuitelor integrate rezolvă doar parţial această problemă. Din paragrafele precedente reiese că o instalaţie electronică complexă alcătuită pe principiul circuitelor integrate conţine totuşi un număr ridicat de scheme solide separate, micromodule (pe bază de circuite integrate), un număr mare de conexiuni între blocuri etc. Este clar că oricît de optime ar fi alese soluţiile constructive şi de folosire a spaţiului util, problema numărului mare de piese electronice nu poate fi rezolvată integral pe baza conceptelor clasice asupra circuitelor şi a pieselor componente tradiţionale. Conceptul de dispozitiv funcţional permite o soluţionare elegantă a acestei probleme spinoase, pornind de la principii de lucru care se deosebesc radical de cele ale actualelor circuite electronice. Spre deosebire de circuitele integrate, în dispozitivele funcţionale nu se pot deosebi elemente sau piese electronice ca rezistenţe, condensatori etc. Criteriul de recunoaştere a unui dispozitiv funcţional este acela că folosind numai fenomenele fizice care au loc în corpul solid, respectivul dispozitiv

Scanned with CamScanner

poate să îndeplinească o funcţie care ar necesita un circuit electronic clasic alcătuit dintr-un număr oarecare de elemente active şi pasive, fără să recurgă totuşi la respectivele elemente electronice. Fenomenele fizice din corpul solid pasibile să fie folosite în dispozitivele funcţionale sînt multiple. Mai mult, este posibilă — ţinînd seama de diversitatea fenomenelor care pot avea loc în corpul solid — crearea unor dispozitive funcţionale care să posede caracteristici încă nemaiîntîlnite în scheme electronice obişnuite.

La baza metodei de obţinere a dispozitivelor funcţionale stau operaţiile prin care se acţionează asupra proprietăţilor structurii interne a materialului (monocristalului) conferindu-i o funcţie echivalentă cu a unui circuit convenţional ; un asemenea bloc capătă denumirea de bloc electronic funcţional.

Blocurile funcţionale se realizează prin procedee tehnologice utilizate şi pentru obţinerea circuitelor integrate, adică se folosesc metodele difuziei, corodării, depunerilor, prelucrării cu fascicul electronic, fotolitogravări, mascării etc. Pentru obţinerea dispozitivelor funcţionale sînt foarte mult folosite dendritele de germaniu datorită faptului că acestea posedă o structură cristalină perfectă, orientarea cristalului fiind cea necesară obţinerii diferitelor dispozitive. În plus, procedeul de obţinere a dendritelor este caracterizat printr-o mare productivitate, iar forma plană a dendritelor permite realizarea dispozitivelor funcţionale sau a schemelor solide practic fără pierderi de material semiconductor. Pentru înţelegerea mai completă a funcţionării acestor dispozitive, în cele ce urmează, se face descrierea unor dispozitive funcţionale simple, utilizate deja în diferite aplicaţii ale electronicii moderne.

Un dispozitiv funcţional „clasic" care ilustrează foarte bine diferenţa dintre o schemă electronică obişnuită şi un bloc electronic funcţional, este redresorul de curent pe baza efectului Seebek (fig. 254). Schema electronică obişnuită conţine 5—6 piese componente şi un număr de 14—16 lipituri şi conexiuni (fig. 254, *a*) pe cînd dispozitivul funcţional care îndeplineşte acelaşi rol de obţinere a curentului continuu de la o sursă de curent alternativ de 120 V este alcătuit doar dintr-un singur bloc şi patru borne de legătură. Blocul funcţional este format dintr-un strat rezistiv (1) care sub acţiunea curentului electric produce energie termică, transmisă stratului termogenerator (3) prin intermediul stratului termoconductor (2) (fig. 254, *b*). Este evident că stratul termoconductor (2) trebuie să nu permită trecerea curentului electric adică să fie un bun izolator.

Un circuit *RC* cu parametrii distribuiţi constituie, de asemenea, un bloc electronic funcţional. Un asemenea circuit *RC* se poate obţine fie sub forma unei joncţiuni *p—n* plane a cărei capacitate reprezintă însăşi capacitatea circuitului (fig. 255), fie sub forma a două straturi rezistive de rezistivitate diferită alipite fizic printr-o suprafaţă de graniţă (fig. 256).

Un dispozitiv funcţional cunoscut şi folosit de multă vreme (cu mult timp înainte de introducerea conceptului de dispozitiv funcţional), este

Scanned with CamScanner

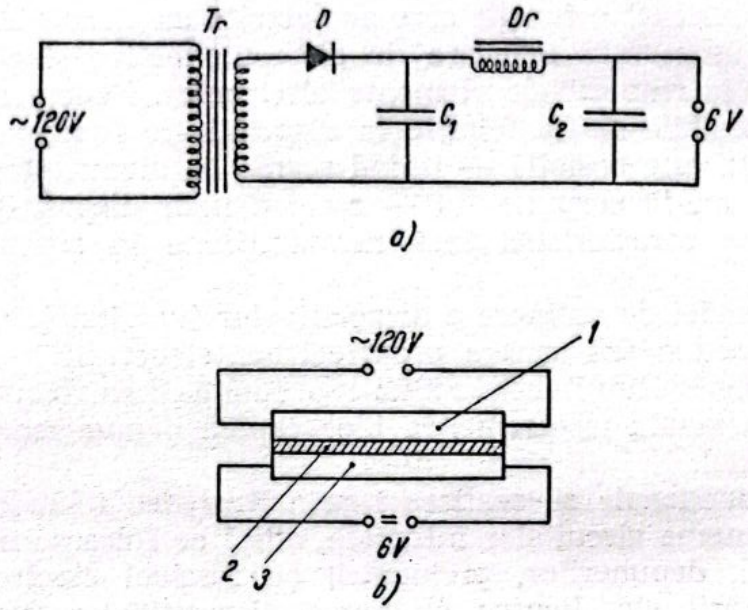


Fig. 254. — Dispozitiv funcţional pentru redresarea curentului.

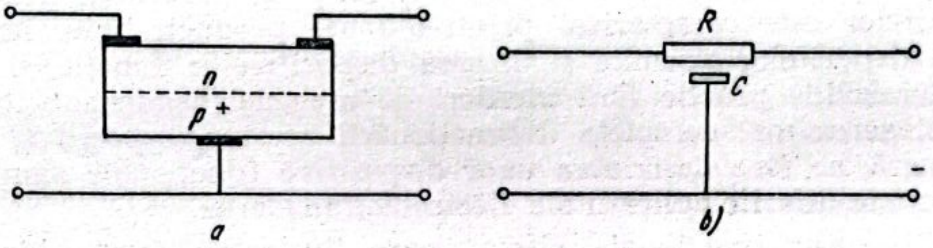


Fig. 255. — Circuit *RC* cu parametrii distribuiţi — format pe baza unei joncţiuni *p—n*.

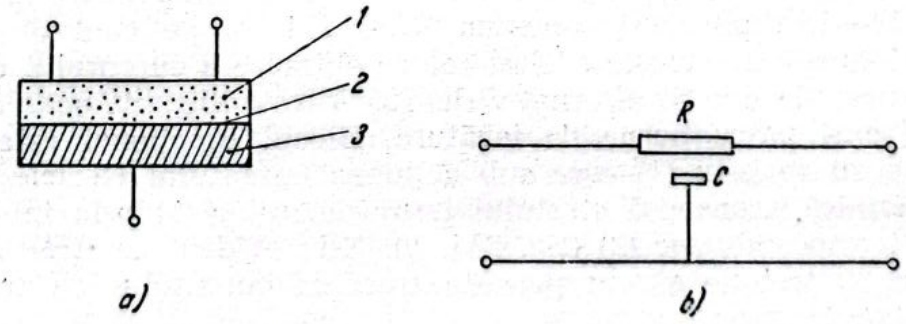


Fig. 256. Circuit *RC* cu parametrii distribuiţi format din două straturi cu rezistenţe diferite.

rezonatorul piezoelectric cu cristal de cuarţ. Acest bloc electronic funcţional permite înlocuirea unei reţele *RC* printr-o singură entitate prin folosirea şi combinarea efectului piezoelectric cu rezonanţa mecanică.

Combinarea proprietăţilor semiconductoare ale monocristalelor de sulfură de cadmiu (CdS) cu proprietăţile piezoelectrice pe care le prezintă

Scanned with CamScanner

aceste cristale au dus la crearea unui nou dispozitiv funcțional: amplificatorul cu undă elastică sau amplificatorul ultrasonic. Schema simplificată a amplificatorului cu undă elastică este redată în figura 257. Undele electroacustice sînt aplicate cristalului semiconductor — în cazul de față sulfura de cadmiu — prin transductorul de intrare T_1. Undele elastice propagîndu-se printr-un material piezoelectric, produc un cîmp electric sinusoidal longitudinal care călătorește împreună cu undele elastice. Acest cîmp electric va acționa asupra electronilor liberi din semiconductor ducînd la o grupare periodică corespunzătoare a acestora. Dacă viteza de mișcare a electronilor este egală cu viteza de propagare a ultrasunetelor, atunci între acești electroni și unda ultraacustică nu va avea loc nici o interacțiune întrucît grupurile de electroni se vor distribui mereu în acele locuri în care forța ce acționează asupra lor din partea cîmpului electric (creat de unde), este nulă. Cu ajutorul unui cîmp electric de curent continuu aplicat între capetele piezocristalului semiconductor, electronii sînt obligați să se deplaseze ceva mai repede decît undele elastice și cîmpul lor electric însoțitor. În acest fel grupările de electroni se vor afla în „regiuni de neechilibru" față de cîmpul electric creat de undele elastice, astfel încît acesta din urmă va acționa puternic asupra lor. Această interacțiune dintre electronii „accelerați" și cîmpul piezoelectric provoacă o încetinire a electronilor și ca atare o pierdere a energiei lor cinetice însoțită de o creștere a energiei cîmpului piezoelectric. Astfel, pe seama cîmpului electric dat de bateria exterioară, se obține o amplificare a undelor electroacustice. Deși există mari pierderi la transmiterea undei în cristal (acordarea intrării și ieșirii cristalului cu sursa semnalului și cu sarcina constituie încă o mare dificultate), s-au putut obține amplificări de ordinul a 100 db/cm — la frecvențe mai mari de 100 MHz [204].

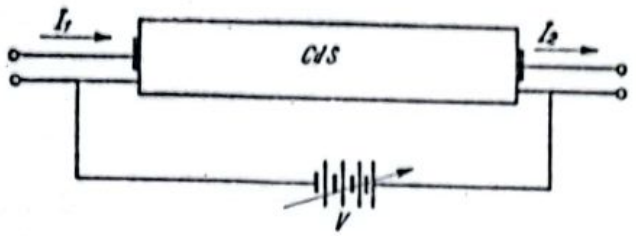


Fig. 257. — Amplificator ultrasonic realizat cu monocristal de CdS.

Tot prin combinarea efectului piezoelectric cu proprietățile de semiconductor (fotoconductor) ale sulfurii de cadmiu a fost creat un dispozitiv de transformare directă a energiei mecanice în energie electrică. Dacă se iluminează parțial un cristal de CdS și în același timp în acest cristal se introduc unde elastice longitudinale (acustice sau ultraacustice) atunci cîmpul electric care apare în cristal va da naștere unui curent electroacustic. În unele experiențe au fost obținute valori însemnate ale curentului electroacustic (> 100 V).

Cu ajutorul cristalelor piezoelectrice au fost create și linii de întîrziere care deja au intrat în faza de producție comercială. Lungimea fizică a unei linii de întîrziere ultrasonică este de zeci și sute de ori mai scăzută decît lungimea (și volumul) unei linii de întîrziere echivalente construită pe baza unor capacități și inductanțe obișnuite.

Scanned with CamScanner

Funcţionarea unei linii ultrasonice se bazează pe faptul că undele de solicitare mecanică se propagă prin mediile piezoelectrice de aproximativ 100 000 ori mai încet decît viteza luminii. Astfel, se obţin întîrzieri mult mai mari decît în cazul liniilor de întîrziere electromagnetice. De obicei, pentru realizarea liniilor de întîrziere ultrasonice se folosesc bare sau poligoane (cu foarte multe laturi) din sticlă sau cuarţ.

După cum s-a arătat în paragraful 10.4 tranzistorul multiemitor îndeplineşte aceleaşi funcţii care în circuitele logice cu diode şi tranzistori sînt îndeplinite de o serie întreagă de diode de intrare şi de stabilire a tensiunii de prag ; din această cauză tranzistorul multiemitor reprezintă un dispozitiv funcţional tipic microelectronicii integrate.

Structurile *p—n—p—n* (dinistori, trinistori etc.) analizate în paragraful 10.2 cît şi combinaţiile între două sau mai multe structuri *p—n—p—n* pot fi, de asemenea, considerate dispozitive funcţionale. Dioda *p—n—p—n* (dinistorul) construită dintr-un monocristal semiconductor, conţine trei joncţiuni şi are doar două terminale ; circuitul de comutare pe care îl înlocuieşte conţine patru componente „clasice“ (2 tranzistori, o diodă şi o rezistenţă) cu un total de zece terminale. Astfel, structura *p—n—p—n*, prin reducerea numărului de componente necesare realizării unei aceleiaşi funcţiuni, reprezintă un bloc electronic funcţional. Structurile *p—n—p—n* mai complexe (cu trei sau patru conexiuni) pot fi folosite pentru obţinerea comutatorilor păşitori utilizaţi pe scară largă în maşinile electronice de calcul. Comutatorii păşitori realizaţi cu tranzistori şi diode semiconductoare obişnuite conţin de regulă un număr de 10—12 ori mai mare de piese componente.

Pe baza structurilor *p—n—p—n* cum şi a altor dispozitive cu rezistenţă negativă (diode tunel, diode cu două baze etc.), au fost create noi dispozitive funcţionale similare neuronului numite *neuristori* [214—217]. Această nouă şi atrăgătoare direcţie în microelectronică se bazează pe folosirea în comun, simultan a unui număr mare de neuristori. Schemele neuristice exclud aproape complet conexiunile externe, duc la ridicarea siguranţei în funcţionare şi la micşorarea preţului de cost. Este adevărat că datorită greutăţii obţinerii lor — din pricina tehnologiei încă nepuse la punct — schemele neuristice nu au ieşit încă din faza de laborator.

Exemplele enumerate nu epuizează nici pe departe gama largă de dispozitive funcţionale existente atît în faza de laborator cît şi în producţia industrială. Cu toate acestea se caută noi căi de abordare şi de creare a dispozitivelor funcţionale bazate pe fenomenele fizice deja cunoscute (efecte galvanomagnetice, termoelectrice, fotoelectrice etc. etc.). În plus se studiază posibilitatea punerii în evidenţă a unor noi fenomene care au loc în corpul solid, fenomene care ar putea fi folosite în scopul creării de noi blocuri electronice funcţionale. Astfel, efectul Gunn descoperit în 1963 [218] deja a găsit aplicaţii pentru crearea diferitelor dispozitive semiconductoare principial diferite faţă de cele existente [219]. Efectul Gunn a fost prima dată observat la mici monocristale de GaAs, apoi şi

Scanned with CamScanner

la alte materiale ca InP, CdTe, $GaAs_x$ P_{1-x} etc. Sub acțiunea unui cîmp electric puternic, aplicat între capetele monocristalului, începînd cu o anumită valoare (prag) a tensiunii continue aplicate, în cristal se observă puternice oscilații de înaltă frecvență. Pentru GaAs cîmpul critic era de ordinul a 2,3—4 kV/cm. Oscilațiile aveau caracter periodic (dar nu sinusoidal) pentru probe scurte și caracter neperiodic pentru probe cristaline mai lungi. Lungimea critică pînă la care se observă oscilații periodice depinde de calitatea și de modul de prelucrare a cristalului. Tot de dimensiunile probei cît și de impedanța circuitului exterior depinde și frecvența oscilațiilor.

Prin măsurători, cu ajutorul unor sonde speciale, Gunn a arătat că pentru cîmpuri care depășesc valoarea critică, la catodul probei apar, în mod periodic, straturi electrice dipolare care se mișcă cu viteza de drift către electrodul pozitiv (anod). Asemenea straturi electrice dipolare au căpătat denumirea de „domenii electrice" sau „unde de șoc de tensiune". În momentul apariției domeniului caracterizat printr-un puternic cîmp electric interior (fig. 258, *b*), în restul probei cîmpul electric — și respectiv curentul prin probă — se micșorează. După ce domeniul a parcurs toată proba „ieșind" prin anod, la catod se formează un nou domeniu și așa mai departe.

Formarea domeniilor — și deci apariția oscilațiilor — în cristalul de GaAs se poate explica — după unii autori — prin efecte de tranziție a electronilor între diferite minime ale zonelor energetice (fig. 258, c) [220], [221]. În absența cîmpului electric exterior, în GaAs nedegenerat, electronii din zona de conducție se află pe nivelele cele mai joase, în regiunea punctului $G(000)$, avînd o masă efectiv egală cu $0{,}068\ m_0$ (fig. 258, c). Sub acțiunea cîmpului electric aplicat din exterior electronii încep să treacă pe nivelele din minimul X și chiar în minimul L unde — datorită maselor efective mai mari — vor poseda o mobilitate mult mai mică decît cea pe care o aveau în punctul G. Ca

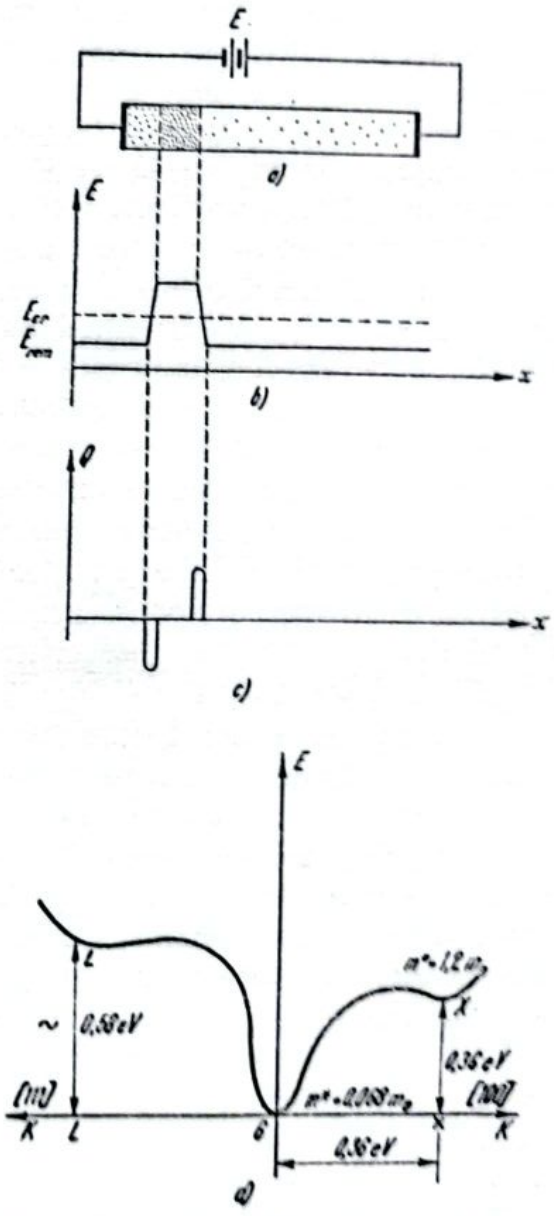


Fig. 258. — Efectul Gunn (v. explicațiile în text).

atare pe măsură ce nivelele din minimul X se vor umple, mobilitatea medie a purtătorilor din proba de GaAs va scade ceea ce va conduce la gruparea electronilor și apariția straturilor electrice mobile [221], [222]. Pentru variații minime ale concentrației de impurități — variații care întotdeauna au loc în orice cristal semiconductor real — aceste straturi electrice mobile se transformă în dipoli electrici („domenii") care se deplasează de la catod la anod. Conform datelor experimentale pentru trecerea electronilor din minimul G în minimul X în cazul GaAs este necesar să se aplice un cîmp electric de aproape 1500 V/cm.

Frecvența oscilațiilor produse prin efect Gunn este foarte ridicată (0,1—50 GHz) ceea ce face ca dispozitivele funcționale create pe baza acestui efect să fie larg folosite mai ales în gama frecvențelor ultraînalte. Deja au fost create generatori Gunn pentru frecvențe de 0,05—40 GHz cu puteri cuprinse între 0,020 watt și 250 watt (în impuls) și un randament cuprins între 3 și 10% [223], [224]. Tot pe baza efectului Gunn au fost create și amplificatori de ultraînaltă frecvență (4—10 GHz) permițînd amplificări de ordinul a 4—10 db [223], [225].

Pentru obținerea a noi dispozitive funcționale, mari perspective se întrevăd în folosirea efectelor galvano și termomagnetice, fotoelectrice și fotomagnetice etc., cum și a diferitelor combinații între aceste efecte. Traductorii, generatorii, amplificatorii Hall sînt de fapt dispozitive funcționale și în mod similar pot fi create — pe baza efectelor amintite, sau pe baza altor efecte noi — alte diferite tipuri de dispozitive electronice funcționale. În acest sens trebuie menționate noile efecte fizice descoperite în corpul solid și în special efectul Ovshinsky, propriu semiconductorilor sticloși (amorfi), care prezintă mari perspective în tehnica circuitelor de comutare ; un comutator tip Ovshinsky reprezintă un dispozitiv funcțional tipic.

În urma sondajelor făcute în rîndul specialiștilor a numeroase organizații din domeniul microelectronicii s-a ajuns la concluzia optimistă că viitorul electronicii aparține dispozitivelor funcționale. Aceasta se poate explica prin avantajele deosebite pe care le prezintă aceste dispozitive, ca : siguranță mare în funcționare, număr redus de piese, simplitate, microminiaturizare, consum mic de energie, automatizarea procesului de producție etc. Cu toate acestea blocurile funcționale prezintă și o serie de insuficiențe dintre care se pot aminti cele legate de variația cu temperatura a diferiților parametri de lucru, de condițiile de răcire și înlăturare a defectelor, de asigurarea unui proces tehnologic de fabricare ieftin * etc.

*) Deocamdată dezvoltarea electronicii dispozitivelor funcționale este frînată de greutățile de producție a blocurilor funcționale de mare serie.

Scanned with CamScanner

11.2. Principiile fizice și perspectivele optoelectronicii

Optoelectronica deschide noi posibilități în realizarea schemelor electronice și a circuitelor integrate. Această nouă direcție în electronica modernă este bazată pe folosirea concomitentă a două mijloace de prelucrare a informațiilor : pe cale electrică și pe cale optică. Astfel, în optoelectronică se utilizează surse și receptoare de lumină, surse și receptoare electrice, cum și legăturile dintre aceste grupuri de receptoare și surse. Din punct de vedere fizic, în schemele optoelectronice au loc procese de transformare a semnalelor electrice în semnale luminoase și a semnalelor luminoase în electrice, cum și procese de recepționare, transfer, prelucrare și păstrare (memorie) a informațiilor transportate de lumină.

Legăturile interioare, care pot asigura proprietăți active (de amplificare, comutare etc.) unui dispozitiv optoelectronic, se pot realiza fie pe canale electrice, fie pe canale optice, cum și prin ambele tipuri de canale.

Ca elemente ale schemelor optoelectronice se folosesc fotoemițătorii, fotoreceptorii precum și legăturile optice dintre cele două grupuri de dispozitive. În figura 259 sînt reprezentate simbolurile folosite în optoelectronică pentru notarea diferitelor elemente.

Unul dintre cele mai simple dispozitive optoelectronice este *optronul* care este format dintr-un fotoemițător și un fotoreceptor legate între ele. Cu asemenea dispozitive combinate în diferite moduri, avînd asigurate diferite tipuri de legături inverse (optice, electrice sau combinate) se pot realiza practic toate schemele folosite în optoelectronică.

Astfel în figura 260 sînt arătate o schemă de amplificare a semnalelor electrice (260, *a*) și o schemă de amplificare a luminii (260, *b*) realizate cu ajutorul optronilor. În primul caz receptorul de lumină este o fotorezistență, legătura dintre sursă și receptor făcîndu-se pe cale optică ; în cazul al doilea legătura optică este înlocuită prin legătura electrică directă între fotodectorul care servește ca „intrare" a schemei și fotoemițătorul care dă semnalul de ieșire. Fotodectorul poate fi o fotorezistență, care sub acțiunea semnalului luminos „de intrare" își micșorează rezistența, ceea ce conduce la mărirea tensiunii aplicate foto-

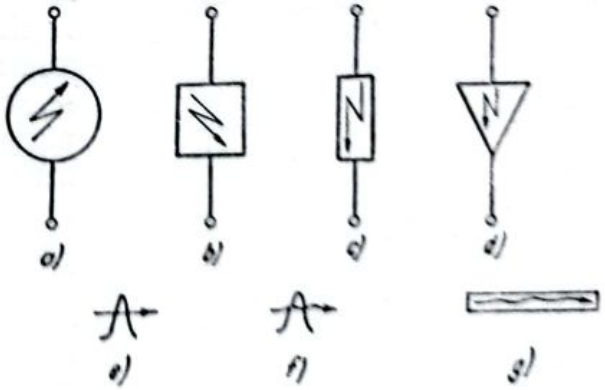


Fig. 259. — Simbolurile convenționale folosite în optoelectronică:
a — fotoemițător ; *b* — fotoreceptor; *c* — fotodetector; *d* — fotogenerator ; *e* — semnal electric; *f* — semnal optic ; *g* — legătură optică între componentele schemei optoelectronice.

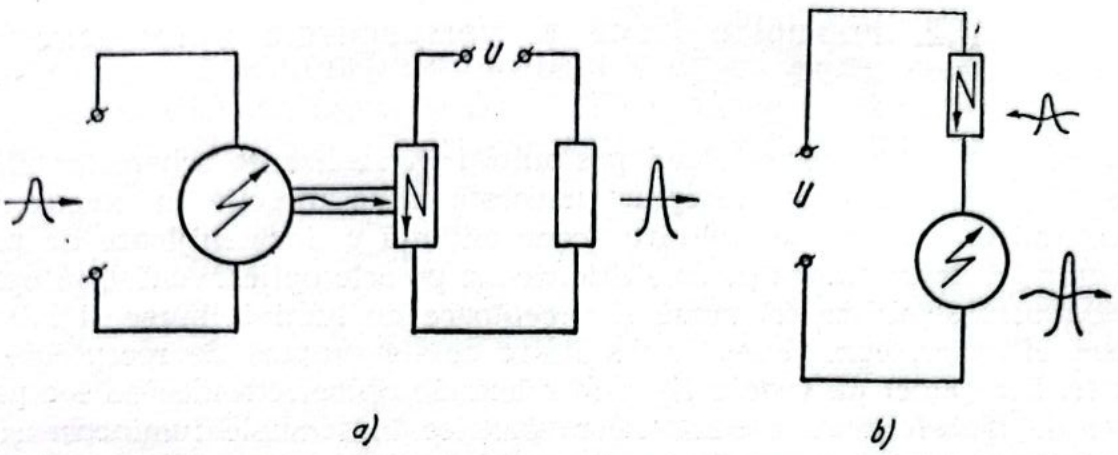


Fig. 260. — *a* — Schema de amplificare a semnalelor electrice cu dispozitive optoelectronice, cu legătură optică directă; *b* — amplificarea luminii cu optron cu legătură electrică directă.

emiţătorului, acesta emiţînd un semnal optic de putere mare (amplificare)

Cu ajutorul schemei din figura 260, *a* se pot obţine amplificări apreciabile ; după datele lucrării [226] cu astfel de scheme se pot obţine amplificări în putere de ordinul a 7.10^4.

Introducînd pe lîngă legătura electrică (fig. 260, *b*) şi o legătură optică inversă (de reacţie), se obţine un optron cu o caracteristică proprie unui montaj bistabil (trigher) (fig. 261). Legăturile de reacţie pot fi de ambele tipuri şi existente concomitent. În figura 262 se dă schema unui optron cu rol de comutator regenerativ, la care legătura directă este optică iar cea de reacţie este electrică [227].

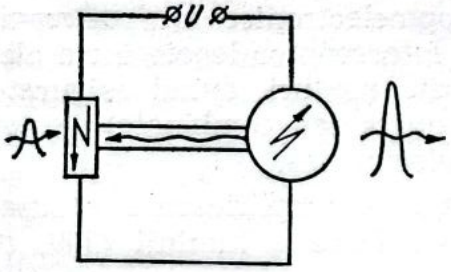


Fig. 261. — Optron cu caracteristică de bistabil.

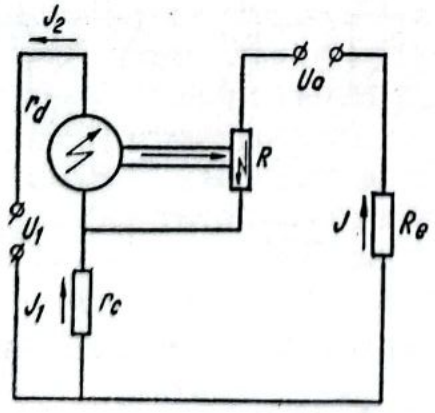


Fig. 262. — Comutator regenerativ realizat cu optron.

Tot cu ajutorul optroanelor în diverse montaje şi cu diferite combinaţii ale legăturilor de reacţie se pot realiza transformarea spectrală (a luminii infraroşii în semnal vizibil, de exemplu), stabilizatori ai intensităţii fluxului luminos, celule de memorie şi circuite logice pentru maşinile electronice, elemente de automatizare, protecţie, măsurare şi control etc. În figura 263, *a*, *b* sînt redate, spre exemplificare, două tipuri de scheme logice realizate cu optroni : schema SAU (fig. 263, *a*) care face operaţia $a+b=c$ şi schema ŞI (fig. 263, *b*) care face operaţia $a \cdot b=c$.

După această succintă trecere în revistă a principalelor posibilităţi de realizare şi aplicare a dispozitivelor şi schemelor opto-

electronice, se va trece la analiza (sumară) a principiilor fizice ale optoelectronicii. În acest subparagraf vor fi tratate dispozitivele sursă, dispozitivele receptoare, cum și modul de asigurare a legăturilor (optice) dintre ele.

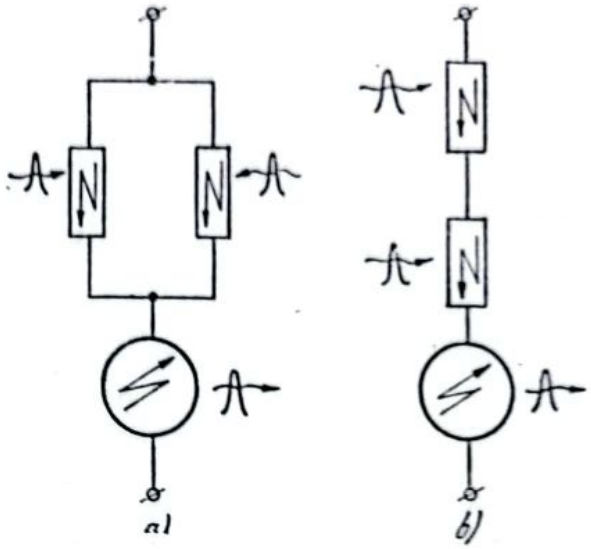


Fig. 263. — *a* — Schemă logică SAU realizată cu optroni; *b* — schemă logică Și realizată cu optroni.

1. *Procesele electrice care pot fi însoțite de emisie a luminii,* se pot împărți în : a) efect Joule sub acțiunea căruia are loc încălzirea unor corpuri însoțită de emisia de radiații (luminoase) ; b) electroluminiscență ; c) prin efect laser. Aplicarea lămpilor cu incandescență sau cu descărcări în gaze nu se acordă cu necesitățile microelectronicii; numai electroluminiscența și emisia stimulată de lumină coerentă (de laser) prezintă interes pentru microelectronică și despre aceste două posibilități se va vorbi în continuare.

Luminoforii de diferite tipuri prezintă fenomenul de electroluminiscență numită intrinsecă ; electroluminiscență apare și la anumite joncțiuni *p—n* (diode luminiscente) în care caz poartă numele de luminiscență de injecție.

Fenomenul de electroluminiscență a fost observat încă din 1936 de către Destriau la sulfura de zinc sub formă de praf [228]. Schema unei celule electroluminiscente de tip Destriau este redată în figura 264. Ulterior efectul Destriau a fost studiat și la monocristale de ZnS, însă rezultatele coincideau numai în parte cu cele obținute pentru prafuri ; aceste contradicții au condus la greutăți în interpretarea teoretică a fenomenului, interpretare care nu s-a clarificat nici pînă acum.

Mari perspective în aplicațiile microelectronice o au straturile subțiri de ZnS activate (obținute prin evaporare termică în vid) care prezintă

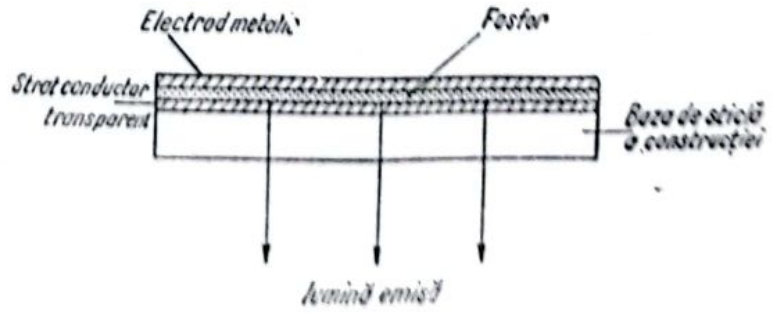


Fig. 264. — Schema unei celule electroluminiscente de tip Destriau.

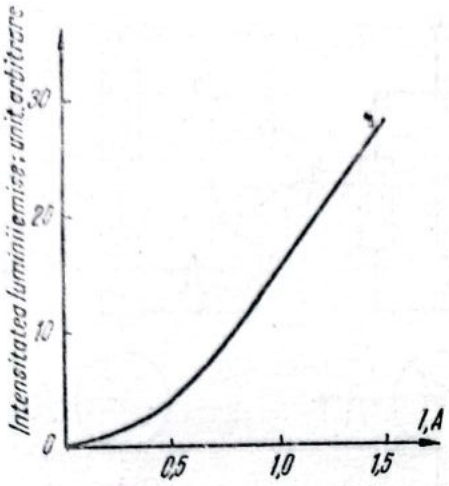


Fig. 265. — Dependența intensității electroluminiscenței în funcție de curentul de injecție în joncțiunile p—n de GaAs.

fenomenul de electroluminiscență [229]. Asemenea straturi subțiri activate pot fi excitate la tensiuni suficient de mici (pînă la 2,5—4 V) și la frecvențe joase, precum și pentru curent continuu.

Electroluminiscența de injecție a fost observată în joncțiunile p—n din Ge, Si, GaAs, CdTe, GaP etc., pentru curenți prin joncțiune destul de intenși. În figura 265 este redată dependența intensității integrale a electroluminiscenței în funcție de intensitatea curentului injectat printr-o joncțiune p—n de GaAs.

Generatorii și amplificatorii de tip laser folosiți în microelectronică sînt realizați pe bază de joncțiuni p—n care, sub acțiunea curentului injectat, generează lumină coerentă de mare intensitate. Principiile fizice ale laserilor cu semiconductori (în special pe monocristale de GaAs) cum și modul de construcție, exploatare etc. sînt descrise în lucrări monografice de specialitate [230—232].

2. *Pentru recepționarea și transformarea semnalelor optice în semnale electrice* se folosesc fotodiode, fotorezistențe, fototranzistori, structuri p—i—n, p—n—p—n, fototranzistori cu efect de cîmp și alte tipuri de fotoreceptori [233—236].

Folosirea directă numai a efectului fotovoltaic prezintă o eficacitate mai redusă în schemele optoelectronice; de aceea o fotodiodă a cărei caracteristică curent-tensiune este descrisă de relația :

$$J = J_s\left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1\right) - J_0 \qquad 11.2.1$$

este inclusă în circuit în regim de fotodiodă, la bornele sale fiind aplicată o tensiune externă $-U_0 \gg \frac{kT}{q}$. În relația 11.2.1 J_0 reprezintă fotocurentul generat sub acțiunea luminii (de intensitate I), J — curentul în circuitul extern, iar U — tensiunea aplicată pe joncțiunea p—n. În acest fel este folosită regiunea III a caracteristicilor $J=f(U)$ ale fotodiodei (fig. 266), pe cînd în regim de generare a fotocurentului, ar fi fost folosită regiunea II, mai puțin eficace pentru schemele optoelectronice. Pe lîngă fotodiode, fotorezistențe și alți fotoreceptori, pentru transformarea sem-

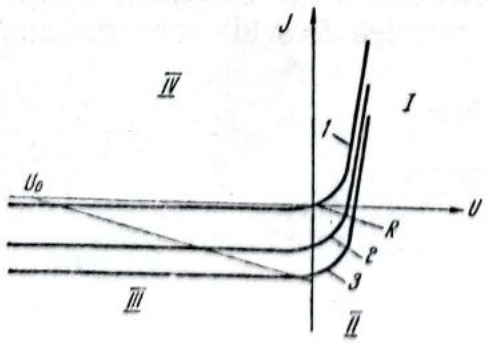


Fig. 266 — Caracteristicile $J = f(U)$ ale unei fotodiode pentru diferite intensități I de iluminare 1) $I = 0$; 2) $I_2 \neq 0$; 3) $I_3 > I_2$.

nalelor luminoase în semnale electrice, se pot folosi de asemenea şi laserii cu joncţiuni p—n în diferite combinaţii [227], cum şi straturile subţiri caracterizate printr-un efect fotovoltaic anomal (de tensiune ridicată). Efectul fotovoltaic anomal (*EFA*) a fost observat în straturile subţiri de Si, Ge, CdTe, GaAs etc. [234—237].

3. *Legăturile optice* în optoelectronica cu aplicaţii în microelectronică nu se pot asigura prin aşa-numita optică a lentilelor. „Conductorii" pentru lumină care asigură legătura între sursă şi fotoreceptor sînt realizaţi sub forma unor fire extrem de subţiri din sticlă special prelucrată prin care lumina se propagă prin reflexii multiple. Ca material pentru fabricarea conductorilor de lumină pot fi folosite şi diferite materiale plastice transparente, sticle anorganice etc. Asemenea conductori permit transmiterea semnalului luminos pe trasee oricît de complicate, pot fi reuniţi în diferite „cabluri de lumină" (fig. 267) sau sudate la plăcuţe de sticlă. Cu ajutorul conductorilor din sticlă semnalul luminos poate fi transmis atît la distanţe mici, cît şi la distanţe mai mari, spre deosebire de cazul opticii lentilelor unde distanţa era limitată de mărimea distanţelor focale.

Pentru transmiterea semnalului luminos trebuie să fie rezolvate o serie de probleme specifice cum ar fi : 1) introducerea semnalului luminos din dispozitivul semiconductor generator, în conductor ; 2) înlăturarea influenţelor parazite dintre conductorii de sticlă ; 3) transmiterea semnalului din conductor în fotoreceptor.

Introducerea semnalului în conductor şi din acesta în fotoreceptor comportă mari dificultăţi mai ales din cauza valorii mari a indicelui de refracţie al materialelor semiconductoare.

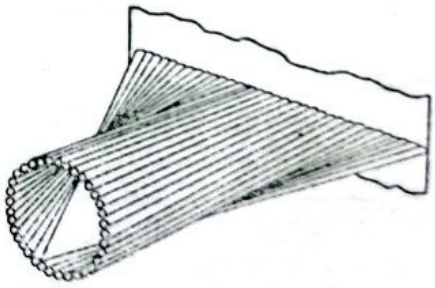


Fig. 267. — Reprezentarea unui „cablu de lumină".

Întrucît acest indice (al materialului care generează lumina) este mare, numai o foarte mică parte din energia generată poate ieşi din sursă, cea mai mare parte a ei rămînînd în semiconductor datorită reflexiei totale interne (fig. 268). După cum reiese din figura 268, ieşirea luminii din semiconductorul cu indicele n_s este limitată în interiorul unui con al cărui unghi de deschidere este condiţionat de unghiul limită al reflexiei totale interne dat de (fig. 268) :

$$\varphi_{critic} = \arcsin \frac{n_{mediu}}{n_{semic}}. \qquad 11.2.2$$

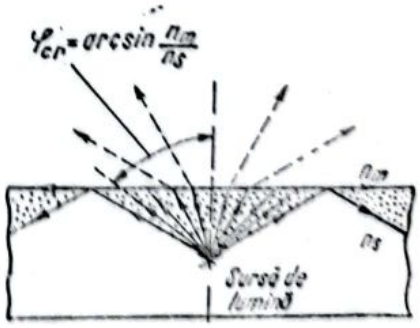


Fig. 268. — Ieşirea luminii din semiconductor, printr-o suprafaţă plană.

În cazul GaAs şi aerului, la care $n = 3{,}6$ şi $n = 1$, unghiul limită este egal cu 32°. Întrucît lumina emisă se răspîndeşte apoi după o semisferă, în conductorul de lumină

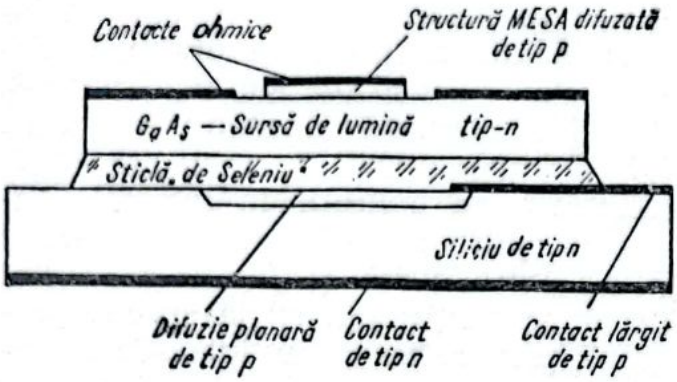


Fig. 269. — Optron cu configurație plană.

intră numai o mică parte (cîteva procente) din fasciculul emis. Înlocuirea stratului de aer cu o substanță de imersie cu indice de refracție mai mare mărește eficacitatea de transmisie a luminii din sursă în conductor. Asemenea substanțe, care să aibă n mult mai apropiat de n_{semic} și n_{mediu}, se pot găsi printre anumite sticle cum ar fi sticla de plumb (n=1,8—1,9) și sticla cu seleniu (n=2,4—2,6). În figura 269 este redactată schema unui optron în configurație planară, la care mediul de imersie este format din sticlă cu seleniu, al cărei coeficient de dilatare termică se acordă cu al siliciului și arseniurii de galiu, are adeziune la ambele materiale, indice de refracție ridicat, bună transparență în domeniul de lucru al spectrului etc.

Pentru conductorii de lumină se folosesc de asemenea materiale speciale, care să se acorde cu mediile imersive și substanțele semiconductoare folosite. Cele mai bune materiale care satisfac aceste cerințe, s-au dovedit a fi tiosulfitul de arseniu (n=2,47) cum și unele sticle cu germaniu (n=1,74).

Pentru determinarea aperturii de intrare a conductorului de lumină se folosește schema din figura 270. Dacă n_i, n_{cond} și n_{mediu} sînt indicii de refracție ai sursei, conductorului și respectiv al mediului ce înconjură conductorul de lumină, atunci unghiul maxim de incidență a razelor luminoase, pe care le poate transmite conductorul, va fi :

$$\varphi_{max} = \text{arc sin} \frac{\sqrt{n_{cond}^2 - n_m^2}}{n_i} \qquad 11.2.3$$

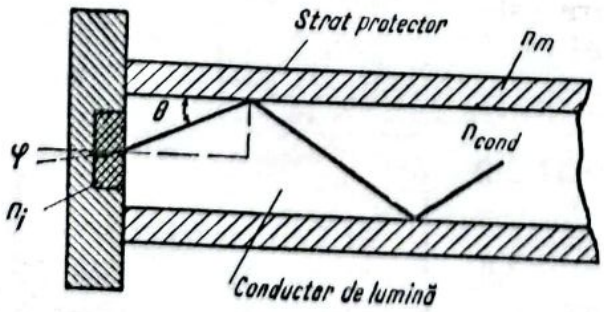


Fig. 270. — Schemă pentru determinarea aperturii de intrare a „conductorului de lumină".

Pentru micșorarea pierderilor prin pereții conductorului și, mai ales, pentru înlăturarea influențelor parazite între conductorii unui cablu, conductorii se izolează cu ajutorul unui lac protector al cărui indice de refracție n_{mediu} să fie cît mai mic. Grosimea lacului protector trebuie să nu fie mai mică decît lungimea de undă a luminii transmise.

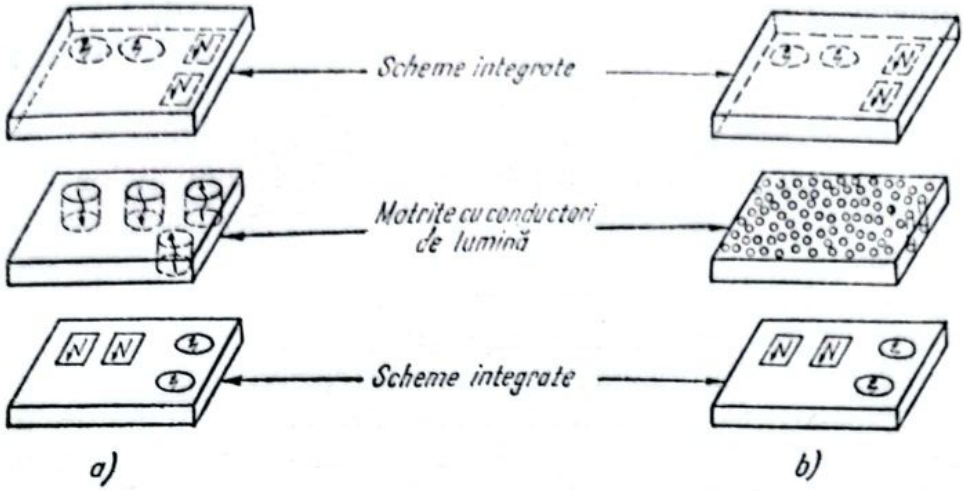


Fig. 271. — Conexiunea optică a schemelor integrate.

În sistemele integrate se folosesc de asemenea conductori de lumină între sursele și receptorii de lumină. Se folosesc în acest scop matrițe din materiale cu indice de refracție mai mic, în care sînt realizați conductorii de lumină (fig. 271, *a*). Cum însă este dificil să se realizeze o suprapunere exactă a elementelor optronului peste capetele conductorilor din matriță, se folosesc matrițe speciale care conțin un mare număr de conductori luminoși de diametre mici, turnați în materialul matriței cu n mic (fig. 271, *b*).

Metodele optoelectronicii au căpătat o largă răspîndire datorită avantajelor evidente pe care le prezintă aceste tehnici, deși dispozitivele realizate prezintă o destul de ridicată complexitate tehnică și ca atare un preț de cost încă ridicat. Mari perspective prezintă cuplul format din arseniura de galiu și siliciu. Astfel diodele laser cu GaAs emit radiații a căror lungime de undă egală cu 0,9 μm corespunde domeniului de maximă sensibilitate spectrală a diodelor receptoare din siliciu.

Dintre avantajele cele mai importante pe care le prezintă dispozitivele și tehnica optoelectronică, trebuie menționate următoarele :

1) O aproape ideală separare electrică între intrare și ieșire, întrucît legătura optică este asigurată prin fotoni, care, după cum se știe, nu prezintă sarcină electrică. Rezistența de scurgere între intrarea și ieșirea dispozitivelor optoelectronice este de ordinul a 10^{16} Ω, iar capacitatea de scurgere (parazită) este de ordinul a 10^{-4} pF.

2) Posibilitatea de introducere și prelucrare a informațiilor nu numai pe canalele electrice dar și pe canale optice.

3) Transmiterea semnalului numai într-o singură direcție, fără ca fotoreceptorul să influențeze asupra sursei.

4) Larg diapazon al frecvențelor legăturii optice (de la curent continuu pînă la frecvențele de tăiere ale dispozitivelor).

5) Posibilitatea microminiaturizării și ridicării siguranței de funcționare a dispozitivelor, schemelor și sistemelor optoelectronice, consum mic de energie, legături fără contact și fără interacțiuni reciproce etc.

6) Legăturile optice între blocurile funcţionale permit o considerabilă mărire a vitezei semnalului, fapt extrem de avantajos pentru sistemele în care conductorii de conexiune produc o întîrziere nedorită a semnalului (maşini electronice de calcul, sistem de automatizare etc.).

7) Nivel de zgomot mic ca urmare a separării semnalelor informaţionale şi de prelucrare pe canale optice şi electrice care nu interacţionează între ele.

Avantajele enumerate nu epuizează gama disponibilităţilor pe care le au sistemele optoelectronice mai ales pentru electronica integrată. Din această cauză producţia dispozitivelor optoelectronice a ieşit din faza de laborator căpătînd extindere industrială. Astfel multe firme în special din S.U.A. elaborează deja dispozitive optoelectronice în producţie de serie. Au fost elaborate sisteme optoelectronice amplificatoare [238—240], generatoare [227], comutatori [241—244], amplificatori şi deflectori de lumină [245—247], memorii şi elemente logice pentru maşinile electronice de calcul [248—250], amplificatori de impulsuri etc.

11.3. Circuite hibride. Scheme reciproc integrate

După cum s-a mai precizat la începutul capitolului 8 pentru realizarea anumitor circuite şi sisteme microelectronice se apelează de obicei la combinarea diferitelor tehnologii, luîndu-se de la fiecare avantajele cele mai indicate scopului urmărit.

O mare dezvoltare a căpătat încă din primii ani ai industriei microelectronice (după anul 1964) aşa-numita tehnică a circuitelor hibride Acestea sînt circuite pasive realizate pe straturi subţiri, la care ulterior se ataşează elementele active cum ar fi diodele semiconductoare şi tranzistorii ; elementele active ataşate sînt de obicei fără corp protector, iar conectarea lor la schemele peliculare trebuie să fie cît mai bună.

Pe lîngă schemele hibride cu straturi subţiri (sub 1 μm) se construiesc în mod curent şi circuite hibride cu straturi groase, la care sînt ataşate ulterior dispozitivele active ; elementele pasive cum şi conexiunile aferente schemei sînt realizate de obicei prin tehnici de „vopsire“ adică de depunere a materialelor cu ajutorul pensulelor sau al pulverizării mecanice.

Circuitele hibride au căpătat o largă răspîndire ca urmare a dimensiunilor mici pe care le prezintă şi a gradului mai mare de siguranţă în funcţionare, în comparaţie cu schemele cu componente discrete ; cu toate acestea, defecţiuni în număr mare pot apare în regiunile de contactare a elementelor active ; pe de altă parte aplicarea acestei tehnici în sistemele cu un număr mare de componente nu este economică din cauza

Scanned with CamScanner

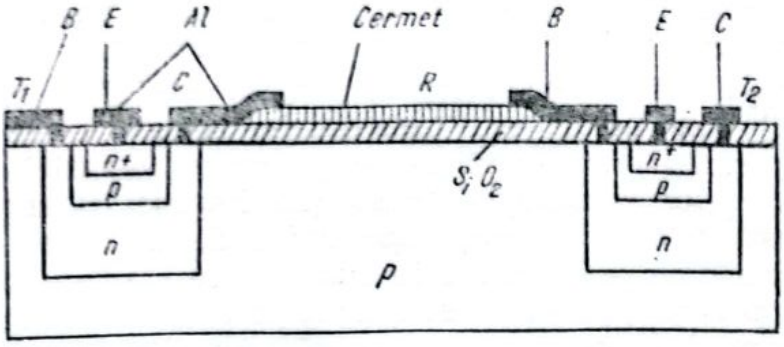


Fig. 272. — Secțiune printr-un cristal-suport pe care s-a realizat o schemă reciproc integrată.

numărului mare de conexiuni care trebuie efectuate, fapt care mărește prețul de cost și micșorează siguranța în funcționare.

Mult mai convenabilă în comparație cu circuitele hibride este așa-numita tehnică a sistemelor combinate sau după cum a fost denumită de noi (v. paragraful 9.4), *tehnica circuitelor reciproc integrate*. Denumirea este justificată prin aceea că asemenea circuite reprezintă o asociație dintre un circuit integrat monolitic, peste care se depun elementele pasive și interconexiunile proprii tehnicii circuitelor integrate bidimensionale.

În circuitele reciproc integrate, diodele, tranzistorii, cum și alte structuri proprii circuitelor integrate monolitice se realizează cu ajutorul tehnicilor planare, planaro-epitaxiale etc., în interiorul suportului activ care constituie în același timp și suportul întregii scheme. Rezistențele, condensatorii și interconexiunile aferente se depun pe suprafața aceluiași suport activ, izolat în prealabil printr-un strat dielectric (în cazul Si, se folosește stratul de SiO_2). Pentru izolarea elementelor active între ele se folosesc atît joncțiunile p—n de separare, cît și straturi subțiri izolatoare.

În figura 272 este redată un fragment dintr-o secțiune a unui cristal-suport în care s-a realizat o schemă reciproc integrată ; în acest fragment se pot deosebi doi tranzistori planaro-epitaxiali izolați prin joncțiuni p—n, și o rezistență realizată prin depunerea (prin evaporare în vid) a unui cermet, peste pelicula protectoare de SiO_2.

Principalul avantaj al circuitelor reciproc integrate constă în aceea că spre deosebire de circuitele integrate monolitice, rezistorii și condensatorii pot fi realizați într-o gamă mai largă, avînd totodată parametrii electrici și constructivi mult mai buni ; este de menționat aici că respectivele elemente pasive prezintă o mai bună caracteristică de frecvență, proprie dispozitivelor peliculare.

Realizarea rezistențelor în circuitele monolitice prin intermediul proceselor de difuzie prezintă dificultăți ; în particular nu se pot obține rezistențe de valori ridicate ceea ce constituie principalul dezavantaj

Scanned with CamScanner

al circuitelor solide. Prin tehnica circuitelor reciproc integrate, după cum s-a văzut mai sus, această dificultate este înlăturată. *

Alte avantaje ale circuitelor reciproc integrate rezidă în aceea că apare o mai mare libertate în alegerea materialelor folosite pentru elementele pasive, deci posibilitatea alegerii unor parametri electrici (şi constructivi), ai acestor elemente după necesităţile impuse de scopul urmărit. Folosind această tehnologie creşte şi gradul de integrare a sistemelor microelectronice, cum şi siguranţa în funcţionare a schemelor. Este adevărat însă că pentru crearea acestor circuite creşte numărul operaţiilor tehnologice (mai ales cînd este necesar să se realizeze şi condensatori), ceea ce măreşte preţul de cost al schemei în comparaţie cu circuitele solide ; avantajele enumerate mai sus sînt însă hotărîtoare în favoarea acestei tehnici, care în ultimii ani a căpătat o largă răspîndire mai ales în producţia de circuite micrologice de consum foarte redus.

Folosirea dispozitivelor microelectronice s-a dovedit indicată şi în construirea aparaturii de tip analogic cum ar fi sistemele de radiolocaţie, aparatură de transmisiuni, blocuri de introducere şi scoatere a datelor din maşinile electronice de calcul de bord, dispozitive de automatizare etc. [251—253]. Este de menţionat însă faptul că în comparaţie cu volumul total al producţiei de dispozitive şi circuite integrate, aparatura analoagă microminiaturizată reprezintă numai cîteva procente (~5%) ; această aparatură este realizată de obicei pe baza tehnicilor hibride sau reciproc integrate, cum şi prin folosirea altor tehnici şi dispozitive proprii metodelor microelectronicii [254—256].

11.4. Tehnologii speciale. Implantare ionică

Pentru fabricarea circuitelor şi sistemelor microelectronice se folosesc diverse tehnologii a căror complexitate, impusă de complexitatea produselor fabricate, reprezintă stadiul cel mai avansat al ştiinţei şi tehnicilor actuale din domeniul corpului solid, electronică, mecanică fină, metalurgie, optică etc. etc.

Principalele tehnologii folosite în microelectronică au fost descrise (succint) în capitolele precedente ; tehnologiile straturilor subţiri, creşterilor epitaxiale, fotolitografiere, difuzie, tehnicile planare şi planaro-epitaxiale, tehnologiile *MOS*, modul de abordare a dispozitivelor funcţionale reprezintă principalele metode şi căi de rezolvare a problemelor microelectronicii. Selectarea celor mai bune caracteristici a acestor tehnologii au condus la noi metode de lucru în microelectronică cum ar fi circuitele hibride şi sistemele reciproc integrate care împreună cu me-

* Tehnologii speciale şi în special tehnica implantării ionice permit să se obţină rezistenţe difuzionice de valori ridicate (v. paragraful 11.4).

Scanned with CamScanner

todele optoelectronicii pot fi considerate ca tehnologii speciale în domeniul circuitelor integrate.

Evident există încă multe posibilități de abordare a diferitelor tehnologii din ce în ce mai perfecționate, unele fiind încă în stadiul de laborator, altele așteptîndu-și rîndul spre a fi elaborate.

Noile direcții în microelectronică și în special biomicroelectronica, electronica moleculară — despre care s-a vorbit prea puțin în aceste pagini — presupun folosirea unor tehnologii complexe, proprii acestor domenii; în particular sistemele de neuristori presupun tehnologii speciale pentru crearea unor scheme cu foarte multe elemente (identice) specifice acestor sisteme.

În domeniul microelectronicii funcționale se impun de asemenea tehnici care actualmente încă nu sînt bine puse la punct; de exemplu realizarea comutatorilor de tip Ovshinsky, despre care s-a mai vorbit, presupune punerea la punct a elaborării materialelor semiconductoare complexe cum ar fi As_2Te_2Si, As-Si-Te-Ge, As_2S_3-As_2Se_3 etc., a căror structură sticloasă (amorfă) permite realizarea acestor dispozitive. Legată de această problemă se impune elaborarea unor procedee de obținere a straturilor subțiri semiconductoare cu structură amorfă, domeniu în care s-au obținut deja unele succese importante [257—262].

Începînd cu anii 1967—1968, marile firme constructoare de circuite microelectronice, au trecut la elaborarea așa-numitor „Scheme integrate mari" (Large-Scale Integration), caracterizate printr-un mare grad de integrare și conținînd un mare număr de componente [263—265]. Specialiștii firmelor Honeywell și TRW definesc schemele integrate mari, acele sisteme integrate care permit realizarea, pe o plachetă cristalină, a nu mai puțin de 100 scheme logice simple sau 500 componente, sau o schemă integrată oarecare care are pe un cristal nu mai puțin de 1000 componente [263, 264].

Această nouă tehnică în domeniul circuitelor integrate prezintă mari perspective datorită avantajelor pe care le posedă; în particular, prețul de cost scade mult ca urmare a gradului mare de automatizare, facilitat de posibilitățile de realizare a sistemului integrat într-un singur proces tehnologic. Ca urmare a creșterii gradului de integrare, marile sisteme integrate sînt caracterizate prin consum mic și ca atare temperatura de lucru a schemei scade enorm (de la 180°C la 10°C, de exemplu); acești factori conduc, împreună, la mărirea siguranței în funcționare, deși în ceea ce privește disiparea căldurii aceste sisteme prezintă încă probleme din cauza volumului mic și a suprafețelor mici de radiere. Mărirea gradului de integrare la aceste scheme conduce implicit la mărirea vitezei de lucru în mașinile electronice de calcul, dar și la creșterea legăturilor parazite între conexiunile interioare. Cele arătate mai sus arată că la proiectarea și construcția circuitelor integrate mari trebuie să se apeleze la unele compromisuri pentru asigurarea parametrilor optimi; de altfel trebuie menționat faptul că aceste sisteme sînt calculate

și proiectate numai cu ajutorul mașinilor electronice de calcul [312]; în plus aparatura și instalațiile de fabricare a schemelor integrate mari trebuie programate și conduse tot cu ajutorul ordinatoarelor electronice.

Una din cele mai interesante și mai de perspectivă tehnologii în producția circuitelor integrate este aceea a folosirii fasciculelor electronice și ionice pentru fabricarea și controlul sistemelor microelectronice moderne [266], [267].

Cu ajutorul fasciculului electronic se pot realiza măști pentru circuitele peliculare cu dimensiuni minime ale elementelor de aproape 1,0 μm, pe cînd prin tehnicile de fotolitografiere, gravură electrochimică și alte metode nu se pot realiza măști cu dimensiuni pentru microelemente sub 20 μm. Folosirea unui fascicul electronic cu diametru de 100 Å permite realizarea microschemelor cu dimensiuni ale elementelor active și pasive foarte mici (0,2—1,0 μm) ceea ce conduce la o densitate de montaj foarte mare (10^5—10^{10} elemente/cm^2) [267], [268].

Fasciculul electronic poate fi folosit și în procesele de polimerizare (în cazul măștilor cu strat fotorezistiv, în cazul peliculelor izolatoare metaloorganice etc.), cum și pentru evaporarea termică în vid a diferitelor elemente (v. paragraful 9.2). Puterea de rezoluție a metodelor cu fascicul electronic este cu 1—2 ordine mai bună decît în cazul metodelor fotolitografice; astfel cu această metodă s-au obținut pe suporți activi de siliciu, linii din strat subțire de aur cu lățimea de 700 Å și grosimea (înălțimea) de 3000 Å [269]. Evident, aceste metode sînt de neînlocuit în tehnica circuitelor integrate mari despre care s-a vorbit anterior.

În ultimii ani (după 1967/1968) a început să se dezvolte așa-numita tehnică a implantării ionice, în care se folosesc ioni de energie medie (20—200 keV) pentru doparea semiconductorilor cu anumite genuri de impurități. La început s-a folosit implantarea ionică pentru realizarea joncțiunilor p—n în dispozitivele semiconductoare „clasice", după care s-a trecut curînd la aplicarea acestei metode pentru fabricarea circuitelor microelectronice.

Implantarea ionică permite un control riguros al obținerii joncțiunilor p—n, și spre deosebire de metodele de difuzie (termică), în dispozitivele realizate cu aceste tehnici, capacitățile parazite sînt reduse la minim ceea ce mărește frecvența de lucru a dispozitivului. Aceste avantaje rezidă în aceea că prin reglarea parametrilor fasciculului ionic se poate regla adîncimea de dopare, se poate stabili riguros traiectul și configurația regiunilor active, se pot efectua dopări succesive, dopări pe suprafețe micronice etc. Astfel cu aceste tehnologii s-au obținut structuri bipolare cu lățimea bazei mai mică de 500 Å.

În principiu, implantarea ionică permite introducerea ionilor în orice material. Astfel, această problemă este rezolvată pentru siliciu și principalii săi dopanți cum ar fi borul și fosforul [270]. S-au efectuat de asemenea lucrări cu GaAs, InAs, SiC și InSb [267]; s-a realizat implantarea

ionilor de bor în diamant [271], s-a folosit bombardarea ionică în fabricarea bateriilor solare [272], în realizarea structurilor *MOS* [268], [273] etc.

Cercetări foarte serioase pentru construirea aparaturii de implantare ionică și realizarea cu ajutorul ei a diferitelor circuite integrate sînt întreprinse în cadrul *Laboratorului de electronică și de tehnologie informatică (LETI)*, secția de microelectronică, de pe lîngă Centrul de studii nucleare de la Grenoble Franța [270, 273—275].

În figura 273 este redată schema unui implantator ionic realizat în cadrul LETI-Franța [270]. După cum se vede din figură aparatul este compus din trei mari părți : sursa de ioni cu preacceleratorul de 30 keV necesar extragerii ionilor, magnetul pentru deflexia și separarea ionilor și tubul accelerator (cîmp constant de 150 kV) cu sistemele de baleiaj și camera probelor.

Metoda mascării utilizată intens în tehnica planară se poate realiza și pe cale electronică. Cercetări amănunțite au fost făcute în acest domeniu de exemplu de Dubee și colaboratorii (Laboratoarele Thomson din Franța) [276]. Despre realizările și avantajele acestei metodologii față de procedeele fotolitografierii s-a specificat la începutul acestui paragraf.

Metoda mascării conduce însă la un dopaj identic al regiunilor din dreptul fiecărei ferestre, ceea ce în cazul realizării circuitelor integrate nu-i întotdeauna de dorit. Cercetătorii de la LETI au elaborat alte metode de dopare prin implantare ionică și anume metoda microfasciculelor de secțiune foarte mică și de energii reglabile. Această metodă este superioară chiar metodei baleiajului cu un fascicul fin, curent utilizată azi în instalațiile de implantare ionică.

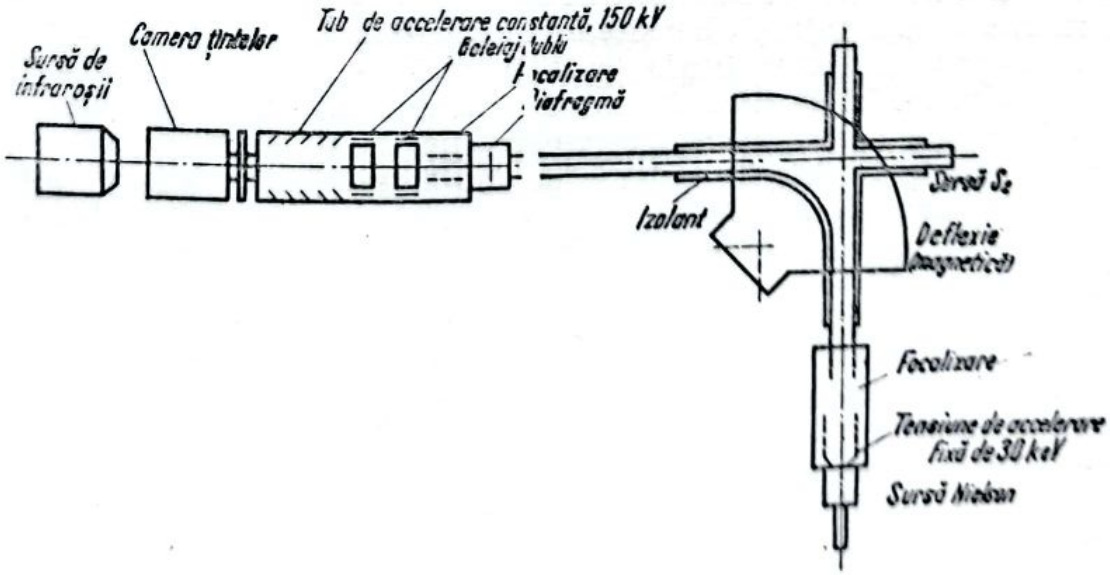


Fig. 273. — Schema unui implantator ionic realizat în cadrul LETI-Franța [270].

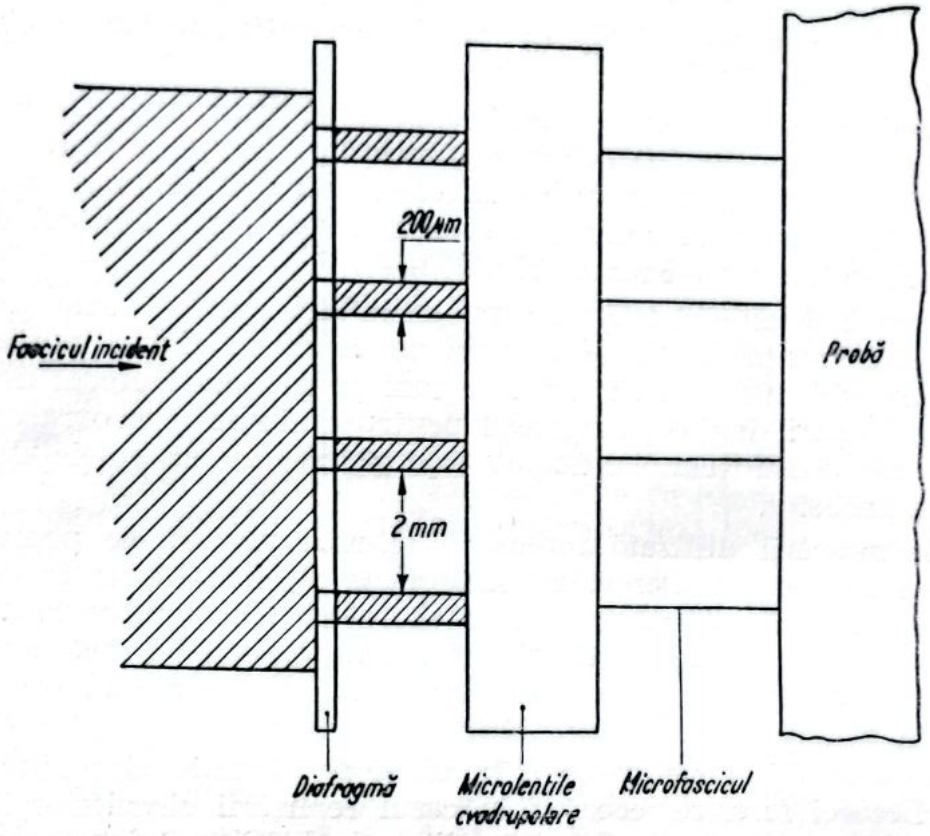


Fig. 274. — Obținerea microfasciculelor într-un implantator ionic [270].

Ansamblul de microfascicule a fost obținut de specialiștii de la LETI prin plasarea unei diafragme speciale în fața unui fascicul inițial de diametru mai mare (60×60 mm) (fig. 274). Diafragma este formată dintr-un număr mare de orificii avînd diametre de 200 μm și distanțate între ele cu cîte 2 mm. Întrucît densitatea în microfascicul trebuie să fie suficientă pentru a efectua implantarea în timp nu prea lung, se impune ca fasciculul inițial să fie suficient de intens (cîteva zeci de miliamperi).

Mărirea intensității microfasciculelor cum și o bună colimare a lor se poate face prin diferite sisteme de focalizare. Pentru a calcula sistemul de focalizare, traiectoriile microfasciculelor au fost simulate, ținînd seama de fenomenul sarcinii spațiale, pe un calculator electronic IBM 360/50 ; au fost luați în considerare și alți parametri importanți cum ar fi geometria „electrozilor" distanța dintre electrozi, tensiunile aplicate (este vorba despre electrozii lentilelor de focalizare). Sistemul de focalizare (condensorul) este alcătuit dintr-un număr de lentile cvadripolare electrostatice cu electrozi filiformi, obținuți prin tehnici speciale (evaporarea în vid, de exemplu) [274]. După focalizare, se obțin microfascicule cu diametre de aproximativ 30 μm, deși prin perfecționarea sistemului de focalizare se poate ajunge la diametre de pînă la cîțiva microni [274].

Este de menționat faptul că energia fiecărui microfascicul poate fi reglată fin, iar posibilitățile de reglare a tensiunii de accelerare per-

Scanned with CamScanner

mit varierea acesteia de la 1 kV pînă la 180 kV. Microfasciculele pot fi uşor deplasate, executînd un baleiaj mai rapid sau mai lent în funcţie de configuraţia şi necesităţile schemei integrate.

Cu asemenea implantatoare ionice se pot realiza dispozitive *MOS* şi diferite circuite integrate. În funcţie de numărul microfasciculelor şi de perfecţiunea şi capacitatea aparaturii de implantare, într-un singur proces tehnologic se pot realiza cîte 100 sau mai multe scheme integrate de complexitate medie (circuite logice). Unul din avantajele foarte mari pe care le prezintă această tehnică constă în posibilitatea realizării rezistenţelor de valori mari şi foarte mari folosite în construcţia circuitelor integrate monolitice.

În urma implantării ionice pot apare defecte structurale care pot fi înlăturate în urma unui tratament termic la temperaturi de 500—700°C (pentru siliciu).

Este de notat faptul că prin implantare ionică durata dopării se micşorează foarte mult în comparaţie cu durata necesară dopării prin difuzie termică.

Prin bombardarea suprafeţei plachetei de siliciu cu ioni de oxigen sau azot se pot obţine straturi dielectrice (izolatoare) din SiO_2 sau Si_3N_4, procesul avînd loc la temperatura camerei şi fiind uşor controlabil în timp; aceste straturi izolatoare sînt de neînlocuit în realizarea circuitelor integrate sau a circuitelor reciproc integrate.

Pentru corectarea valorii elementelor componente, în special a rezistenţelor peliculare, condensatorilor, se foloseşte de asemenea acţiunea fasciculului electronic cu ajutorul căruia se îndepărtează anumite porţiuni ale acestor elemente depuse sub formă peliculară.

Folosind tehnica combinată a fasciculelor electrono-ionice, au fost realizate instalaţii automate pentru obţinerea circuitelor integrate în condiţiile cele mai optime. Astfel mascarea şi fotopolimerizarea se face cu ajutorul fasciculului electronic, iar doparea corespunzătoare se asigură prin implantare ionică [277]. De asemenea cu instalaţii electrono-ionice se poate acţiona direct asupra corpului solid în vederea obţinerii diferitelor dispozitive funcţionale.

În încheiere trebuie menţionat şi faptul că pentru controlul şi măsurarea parametrilor schemelor integrate se foloseşte cu mult succes fasciculul electronic. Pentru cititorii care doresc informaţii detaliate asupra acestei teme se recomandă lucrările [266, 267, 278—280].

11.5. Probleme de siguranţă şi montaj a circuitelor integrate

O etapă importantă în construcţia circuitelor integrate este aceea a montării, încapsulării şi verificării (controlului) schemelor realizate. Evident, pentru fiecare tehnologie aleasă, sînt proprii anumite procedee de montaj şi control, corpuri şi metode de încapsulare specifice; de un

Scanned with CamScanner

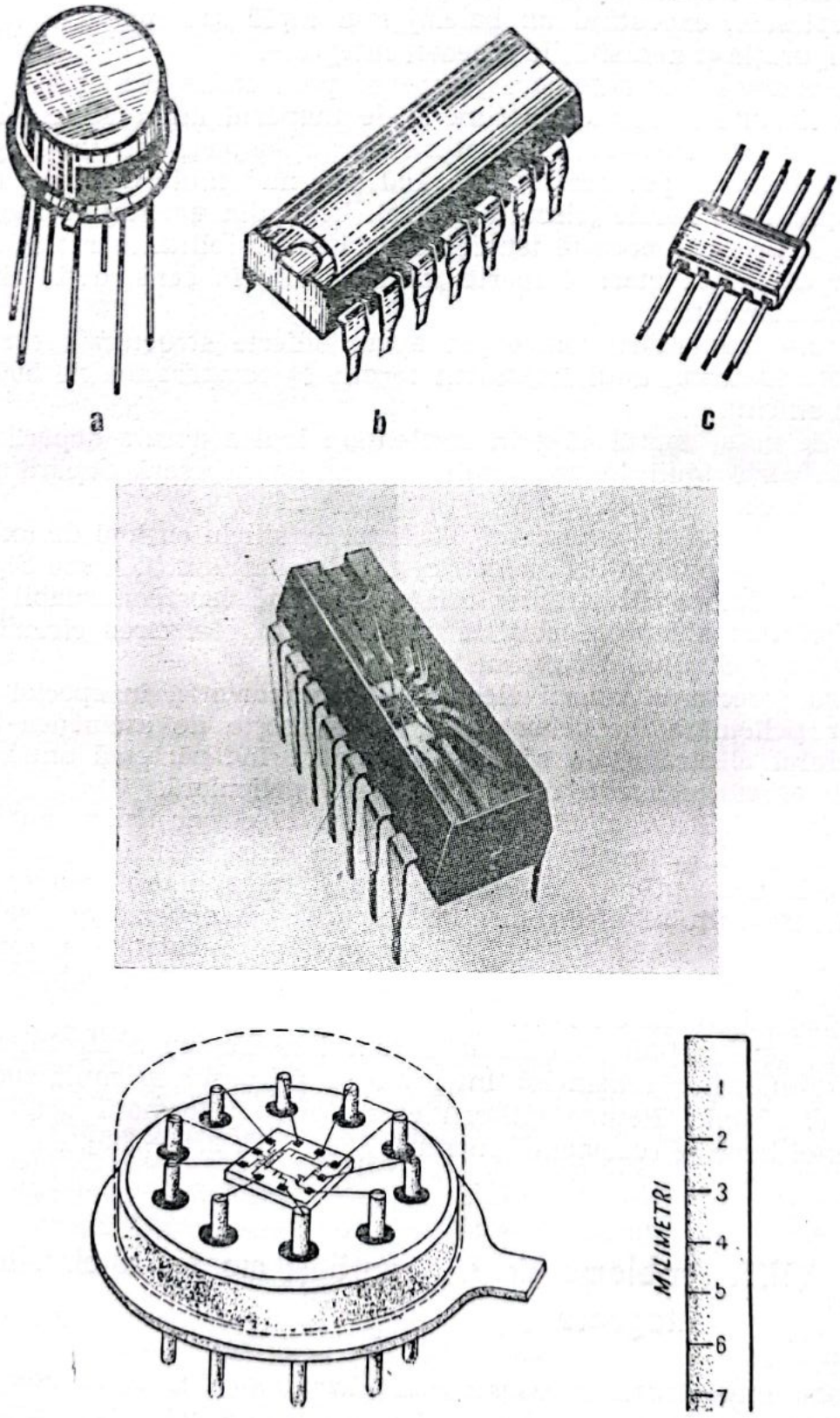


Fig. 275. — Diferite tipuri de corpuri de încapsulare pentru circuite integrate.

Scanned with CamScanner

anumit tip vor fi suporţii pentru circuitele peliculare pasive sau hibride şi de alt tip vor fi suporţii circuitelor monolitice sau reciproc integrate, dispozitivelor funcţionale sau biomicroelectronice.

Există o mare varietate de suporţi şi corpuri de încapsulare pentru circuitele microelectronice. Date detaliate asupra acestor probleme se pot găsi în lucrările [190, 209, 212, 281—285]. Foarte adesea sînt folosite corpuri din sticlă [284] pentru posibilităţile largi, de izolare a trecerilor pe care le prezintă, sau corpuri hibride din plachetă activă încapsulată în sticlă sau răşini epoxidice. În figura 275 sînt reprezentate cîteva tipuri de corpuri pentru circuite integrate, elaborate de diferite firme. În figura 276, *a* este arătat modul de conectare (sudare) a termi-

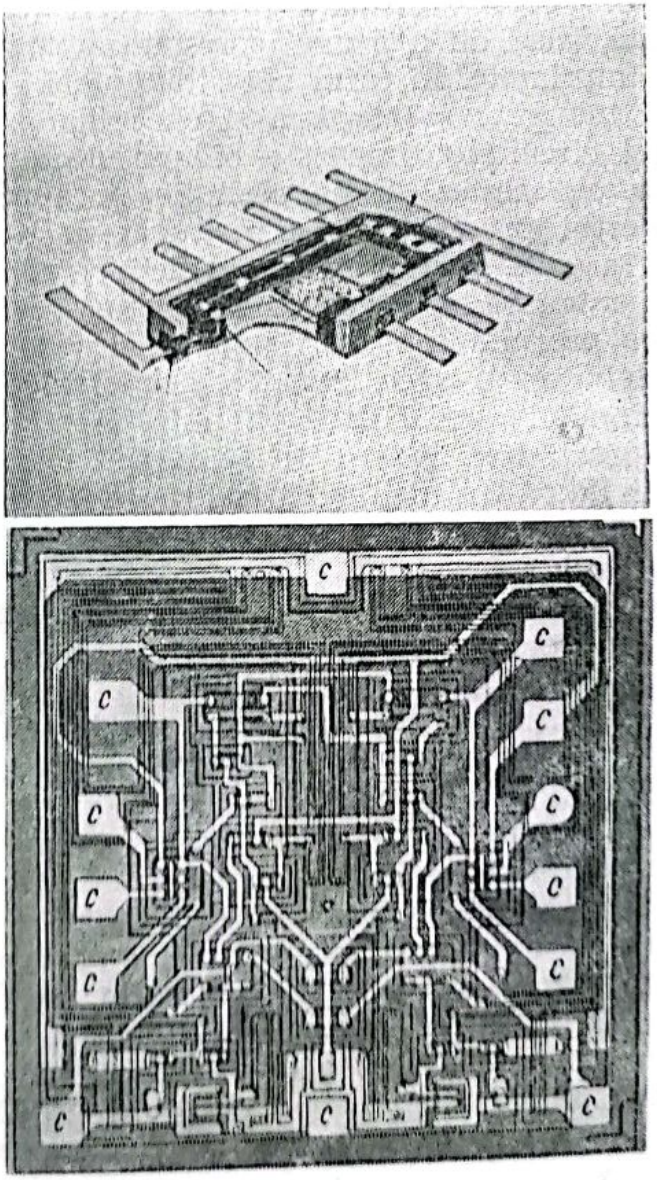


Fig. 276. — *a* — Modul de conectare a terminalelor unei scheme integrate, la şinele de contact; *b* — circuit integrat tipic(1,5×1,5 mm²).

Scanned with CamScanner

nalelor (în formă de şine subţiri) la punctele de contact ale microschemei ; aceste puncte (însemnate prin c) pentru sudarea (prin termocompresiune) a firelor subţiri care fac legătura cu terminalele, se pot uşor observa în cazul figurii 276, *b* care reprezintă un circuit integrat tipic : acest microcircuit, avînd dimensiunile $1,5 \times 1,5$ mm², conţine 8 tranzistori, 12 rezistenţe şi 12 condensatori, în total 32 elemente.

Pentru circuitele integrate cele mai răspîndite sînt corpurile plate cu 10 sau 14 ieşiri (terminale) sub formă de şine. Aceste scheme se pot monta după sistemul modulelor (v. paragraful 8.3), fapt care măreşte densitatea de montaj, automatizarea procesului tehnologic, posibilităţile de acces în timpul reparaţiilor (prin înlocuirea blocului defect).

Corpul reprezintă o construcţie monolită din sticlă şi metal trecerile prin sticlă fiind din covar ; distanţa între treceri (terminale) este de obicei standardizată, fiind de 1,25 mm, corespunzătoare sitelor din montajele cu circuite imprimate. În cazul necesităţii unei răciri prin radiere, la corpul schemei integrate se ataşează şi un radiator adecvat.

Pentru montajul circuitelor integrate bidimensionale (scheme peliculare), este necesar ca acestea să fie realizate pe suporţi care să permită uşurarea acestui proces. Din acest punct de vedere se folosesc plăcuţe ceramice în care s-au prevăzut orificii şi adînciturі marginale pentru eventuala montare a lor în module tip stivă. După cum se ştie însă, ceramica prezintă asperităţi superficiale mult mai mari decît în cazul sticlei şlefuite — optic, ceea ce se răsfrînge în mod negativ asupra calităţii circuitelor peliculare obţinute. Acest lucru impune în multe cazuri folosirea sticlei în calitate de suport, ceea ce conduce apoi la greutăţi în activitatea de montaj. O soluţie de compromis a permis ieşirea din acest impas, prin acoperirea suportului de ceramică cu un strat, bine şlefuit şi subţire, de sticlă [286].

Multe probleme apar atunci cînd se montează suportul schemei integrate în capsula protectoare. Fixarea rigidă la corpul capsulei se face uneori la temperaturi ridicate (termocompresie), uneori depăşind 400°C. Tot la temperaturi ridicate se face sudarea terminalelor (de obicei din fire subţiri de aur, aluminiu) la punctele de contact ale schemei şi la picioruşele corpului. Chiar hermitizarea capsulei se face la temperaturi variind între 400 şi 500°C. Toate aceste acţiuni (termice) pot influenţa mai mult sau mai puţin parametrii schemei integrate ; în special, cînd este vorba de circuite peliculare pasive sau hibride această influenţă poate conduce chiar la deteriorarea schemei. Se impune ca atare, ca în cazul folosirii unor asemenea tehnici de montaj în construcţia circuitului integrat (mai ales dacă este integrat pelicular), să se folosească asemenea materiale şi tehnologii, astfel încît funcţionarea ulterioară a schemei să nu fie periclitată. Legat de aceasta se caută materiale speciale care, la temperaturi ridicate, să nu se deterioreze sau să intre în reacţie între ele ori cu corpul solid. Tot pentru evitarea defectării, ulterior, a circuitelor, acestea sînt supuse unor teste de încercare, fiind solicitate termic şi mecanic în condiţiile montajului. Pentru o bună statistică se

Scanned with CamScanner

supun testelor un număr cît mai mare de circuite sub formă de produs finit neîncapsulat sau încapsulat.

Deja în rîndurile precedente s-a ridicat o altă problemă foarte importantă în producţia şi exploatarea circuitelor microelectronice şi anume problema *siguranţei lor în funcţionare*. Despre acest aspect important s-a amintit şi discutat mereu aproape în fiecare capitol şi paragraf în care s-au abordat noi direcţii şi tehnologii în microelectronică. Din cele spuse anterior, referitor la numărul de piese şi conexiuni (lipituri), reiese că posibilităţile de defectare cresc odată cu creşterea numărului de lipituri şi cu numărul pieselor. Din acest punct de vedere este logic ca siguranţa în funcţionare să crească odată cu creşterea gradului de integrare. Astfel circuitele integrate prezintă o mai mare siguranţă decît sistemele modulare („clasice"), iar dispozitivele funcţionale sau biomicroelectronice trebuie să fie mult mai sigure decît circuitele integrate obişnuite (bidimensionale sau monolitice).

Mari perspective prezintă circuitele integrate mari (Large-Scale Integration) în virtutea gradului mare de integrare şi a micşorării numărului de conexiuni. Aceste circuite mari se pot realiza pe plachete standard de siliciu, fără ca aceste plachete să mai fie tăiate în plăcuţe cu scheme separate*.

Odată cu mărirea gradului de integrare şi micşorarea dimensiunilor sistemelor microelectronice, apar probleme în legătură cu disiparea căldurii, factor de asemenea hotărîtor în ceea ce priveşte siguranţa în funcţionare. După cum se ştie o altă cauză care influenţează asupra siguranţei elementelor electronice (nu numai microelectronice) este regimul de temperatură. Despre acest factor s-a discutat şi în rîndurile referitoare la montajul şi încapsularea circuitelor integrate. Probleme de disipare corectă a căldurii apar chiar şi în cazul microcircuitelor de consum foarte mic (micro şi nonavolţi) ca urmare a gradului lor mare de integrare. Din acest punct de vedere forma plată, dreptunghiulară a capsulelor circuitelor integrate este cea mai indicată pentru disiparea termică. Dacă circuitele integrate bidimensionale prezintă un grad mai mic de siguranţă în funcţionare ca urmare a fragilităţii peliculelor (de interconexiuni mai ales) şi a unui număr mai mare de interconexiuni în comparaţie cu circuitele monolitice, atunci în ceea ce priveşte posibilităţile de răcire ele sînt superioare altor circuite, ca urmare a suprafeţei lor mai mari.

Circuitele integrate actuale sînt pasivate în mod analog cu dispozitivele planare (de siliciu) cu bioxid de siliciu. Presupunînd o tehnologie de asamblare echivalentă (uneori în capsule similare dar cu mai multe terminale), nu apare nici un motiv pentru ca siguranţa în funcţionare a circuitelor integrate (în special monolitice) să difere în mod semnifi-

* După cum se poate lesne presupune tăierea (mecanică) în plăcuţe mici, a unei plachete de siliciu pe care s-au realizat un număr mare de scheme identice, conduce la numeroase rebuturi şi apariţia premiselor de defectare ulterioară.

Scanned with CamScanner

cativ de aceea a tranzistorilor construiţi prin tehnologia planară, de exemplu.

Există încă multe cauze care conduc la apariţia defectelor de funcţionare a circuitelor microelectronice, iar studiul lor face obiectul multor lucrări şi articole de specialitate. Metoda testelor largi, în diferite condiţii de testare, este larg folosită în industria microelectronică.

Încercarea şi măsurarea parametrilor circuitelor microelectronice este în cea mai mare măsură automatizată şi programată, efectuîndu-se cu ajutorul maşinilor electronice de calcul sau la instalaţii conduse de calculatoare [287], [288].

Problema elaborării unei teorii a siguranţei în funcţionare se discută foarte intens, existînd diferite moduri de abordare a acestei chestiuni [289—291].

În microelectronică ca şi în tehnica dispozitivelor semiconductoare obişnuite, atît pentru realizarea dispozitivelor cît şi pentru durata şi siguranţa funcţionării, o mare importanţă o prezintă graniţele de separare dintre materialele cu proprietăţi fizico-chimice şi mecanice diferite. Graniţele în contact cu mediul înconjurător, adică suprafeţele dispozitivelor şi circuitelor prezintă numeroase căi de acces a diferitelor influenţe externe, care pot conduce la defectarea respectivelor produse. După cum se ştie problema suprafeţelor este o problemă foarte importantă în microelectronica şi electronica modernă dar din nefericire nu i se acordă un suficient volum de studiu teoretic şi practic. În particular, circuitele integrate bidimensionale, care prezintă mari suprafeţe în contact cu mediul, trebuie bine protejate, iar cercetările în acest sens trebuie intensificate.

11.6. Dezvoltarea microelectronicii

Din capitolele şi paragrafele precedente dedicate elementelor de microelectronică, a reieşit clar marea diversitate a metodelor microelectronicii şi legate de aceasta perspectivele largi de dezvoltare ale acestui domeniu important al ştiinţei şi tehnicii.

Dacă în anii de început ai microelectronicii (1960—1965) o preponderenţă mai mare o avea tehnica micromodulelor cu elemente discrete, începînd cu anii 1965—1966 microelectronica circuitelor integrate (bidimensionale sau monolitice) a căpătat o mare dezvoltare.

După cum reiese din paragrafele 9.4 ; 10.3 ; 10.4, 11.3 ; 11.4, mari perspective prezintă tehnica circuitelor peliculare pasive, tehnologiile *MOS* cum şi circuitele hibride şi circuitele reciproc integrate. Referitor la tehnologiile speciale trebuie menţionat aportul mare pe care îl vor avea la dezvoltarea microelectronicii, tehnicile de prelucrare şi control cu ajutorul fasciculului electronic, metodele de implantare ionică, dispoziti-

Scanned with CamScanner

vele şi circuitele optoelectronice şi dispozitivele funcţionale, care se află abia la începutul dezvoltării lor.

După cum s-a mai precizat, în paragraful 10.4 cea mai mare parte din producţia microelectronică o constituie circuitele integrate logice (sau circuite micrologice) de diferite tipuri funcţionale şi constructive.

Este de presupus că şi în viitor această pondere se va păstra, avînd în vedere mai ales necesităţile sporite în ceea ce priveşte calculul electronic şi automatizarea producţiei. Mari perspective se prevăd în acest sens prin folosirea circuitelor integrate mari, care permit realizarea pe o singură plachetă semiconductoare a unui număr mare de circuite logice interconectate. Astfel specialiştii firmei Texas Instruments realizează plachete conţinînd cîte 1024 celule cu trigheri, iar în viitor preconizează creşterea gradului de integrare pînă la $1 \cdot 10^3$—$5 \cdot 10^3$ scheme elementare pe o plachetă [292], [293].

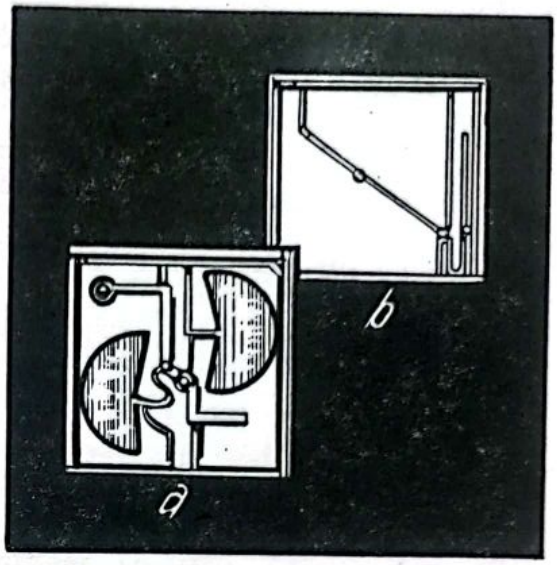


Fig. 277. — Generator *a)* şi comutator *b)* lucrînd la frecvenţa de 1,5 GHz; dimensiunile plăcuţei de ceramică: 25×25 mm².

Mari perspective prezintă microelectronica sistemelor de ultraînaltă frecvenţă (UÎF). Întrucît schemele UÎF lucrează cu elemente ce au parametrii distribuiţi, trecerea acestei aparaturi la forma integrată este mult mai naturală decît a schemelor de frecvenţă mai joasă. În plus, anumite elementee specifice cum ar fi inductanţele care la frecvenţe foarte mari trebuie să aibă valori nominale mici, se pot obţine foarte uşor prin procedee de integrare bidimensională sau de tehnici hibride (fişii metalice paralele depuse prin evaporare, constituie veritabile linii de înaltă frecvenţă).

Circuite hibride (integrate) de ultraînaltă frecvenţă sînt elaborate deja în producţie de serie de foarte multe firme [294—300]. În figura 277 sînt reprezentate două scheme integrate hibride (lucrînd în domeniul a 1,5 GHz) elaborate de firma Motorola (S.U.A.). În figura 278 este redată schema unei microscheme integrate avînd diapazonul de frecvenţă de 94 GHz ; schema din figura 278 este realizată de firma Texas Instruments, pe un suport monocristalin de GaAs avînd dimensiunile de 1,0×2,00 mm² şi include în sine un generator Gunn de 31,3 GHz, un multiplicator de frecvenţă şi un circuit de amestec (94 GHz). Pe plachete cu diametru de 25 mm se obţin, într-un singur ciclu tehnologic, cam 40—70 asemenea scheme [293], [301].

Microelectronica circuitelor monolitice de ultraînaltă frecvenţă se dezvoltă vertiginos mai ales prin intermediul dispozitivelor funcţionale (Efect Gunn etc.). Au fost elaboraţi tranzistori integraţi care lucrează

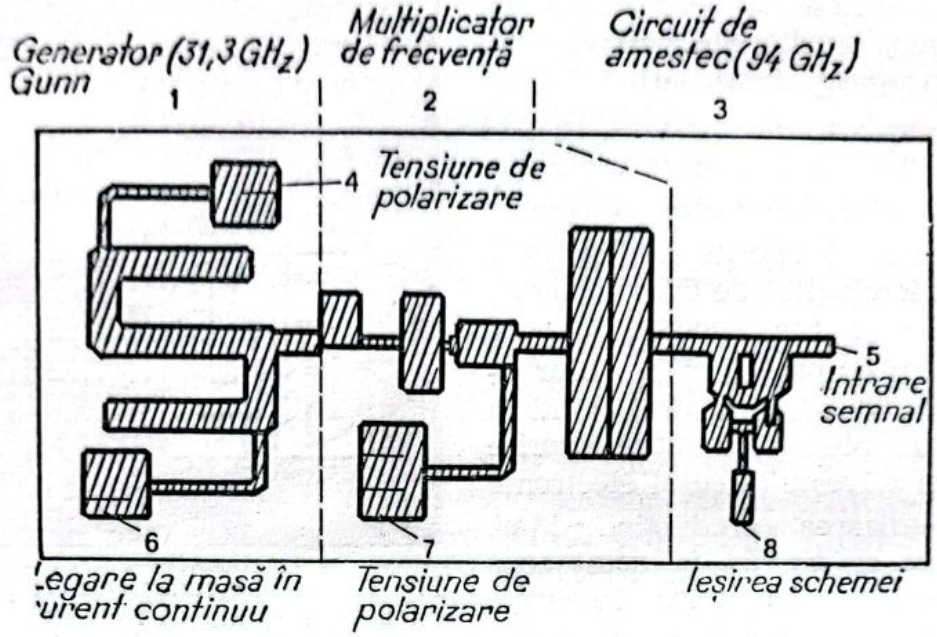


Fig. 278. — Microschemă în construcție integrată lucrînd în domeniul de 94 GHz.

bine în domeniul 1—7,5 GHz iar producția de dispozitive Gunn a ieșit din faza de laborator [298, 302]. Generatori Gunn lucrînd în impulsuri asigură o putere de 300 W la frecvența de 3 GHz [303] iar prin cuplare în paralel puterea poate fi mărită pînă la 1200 W, dar frecvența scade atingînd numai 500 MHz [301] ; folosind multiplicatori de frecvență se poate ridica în continuare frecvența ajungîndu-se la frecvențe de 1 GHz și puteri utile de 500 W.

Performanțele realizate în domeniul schemelor solide sînt impresionante. La sfîrșitul anului 1964, prin metode adecvate de fotolitografiere, difuzie, creștere epitaxială etc., se puteau obține în același timp un număr de 400 scheme separate. Întregul lot de scheme era obținut pe un disc de siliciu cu diametrul standard de 25,4 mm. Această productivitate ridicată conducea la o micșorare apreciabilă a prețului de cost al unei scheme solide componente, prețul respectivei scheme nedepășind 5 cenți. Micșorarea volumului schemei integrate conduce, în același timp, și la micșorarea prețului de cost etc., atît pe seama reducerii consumului de material semiconductor, cît și pe seama creșterii productivității obținerii schemelor integrate. Astfel, s-au realizat scheme speciale conținînd 14 tranzistori, zece rezistențe și două capacități într-o plăcuță de siliciu cu suprafața de 0,045 mm² [44]. Costul unei asemenea scheme integrate nu depășește doi cenți. La sfîrșitul anului 1964 numeroase firme americane produceau zeci de mii de scheme integrate (S.I.) săptămînal. O productivitate mărită și un înalt grad de împachetare se asigură prin folosirea modulelor pe bază de scheme solide, montarea (sudarea) cărora se făcea cu ajutorul tehnicii fasciculelor electronice. Folosind asemenea tehnici firma Honeywell elaborează module pentru aviație și tehnica

rachetelor în producție de serie. Fiecare modul conține 25 scheme integrate înglobînd în total 400 de tranzistori și 250 rezistențe : dimensiunile modulului nu depășesc dimensiunile unui timbru poștal.

După cum arată A. G. Alexenko într-un articol publicat în „Microelectronica" (vol. 1, 31, 1967), lucrare editată de F. V. Lukin [312], producția circuitelor integrate se dezvoltă vertiginos în majoritatea țărilor lumii. Astfel, după cum afirmă autorul citat, în anul 1965 producția de scheme integrate în S.U.A. a atins cifra de 10 milioane bucăți, iar în 1966 au fost vîndute în jur de 30 milioane de bucăți circuite integrate [304], [312].

Necesitățile pentru anii următori sînt în continuă creștere, producția de circuite integrate dezvoltîndu-se nu numai în S.U.A., U.R.S.S., Japonia, Franța, Anglia etc. ci și în alte țări mai mici, dar puternic interesate în introducerea tehnicilor noi. Astfel pot fi menționate realizările în producția de circuite integrate și dispozitive microelectronice din Cehoslovacia, Italia, Republica Socialistă România, Ungaria, Polonia etc. etc. În Italia se elaborează încă din anii 1966—1967 tranzistori *MOS* cu efect de cîmp de tip „Ferantti", iar în Republica Socialistă Cehoslovacă este menționată producția de circuite integrate, tranzistori *MOS*, începînd cu anii 1967—1968 ; astfel se pot menționa aici tranzistori *MOS*, de tipul *KF* 520 cu $R_i > 10_{14}$, circuite integrate de tipul *MAA-115*, *MAA-125*, *MAA-145*, *MAA-335*, *MAA-245*, *MAA-325* etc.

Impresionante sînt realizările în domeniul circuitelor integrate bi- și tridimensionale obținute în Uniunea Sovietică. Producția de dispozitive microelectronice pasive și active pe bază de straturi subțiri a luat avînt în U.R.S.S. încă înainte de anii 1964—1965. Puternice școli științifice în domeniul microelectronicii au fost create la Moscova, Kiev, Leningrad, Taşkent etc. [307], [308], [310], [312]. Succesele obținute în Uniunea Sovietică în domeniul cuceririi cosmosului, mai ales prin crearea și funcționarea perfectă a stațiilor și laboratoarelor cosmice cum sînt „Lunahod 1", Mars 1, Mars 2, „Luna 20" etc., demonstrează elocvent și performanțele obținute în construcția circuitelor integrate și a altor dispozitive microelectronice.

La noi în țară succese deosebite în elaborarea primelor dispozitive microelectronice, în faza de laborator, au fost obținute în cadrul laboratoarelor de straturi subțiri de la facultatea de Fizică (Universitatea București) și la Institutul Politehnic București. Astfel încă din 1966 au fost elaborați tranzistori peliculari cu efect de cîmp, în cadrul facultății de fizică, Universitatea București [170], iar în anii 1967—1972 au fost elaborate și alte dispozitive microelectronice [58], [88], [152], [157], [168], [170], [179], [189].

În cadrul I.P.R.S. Băneasa a luat avînt producția de tranzistori mesa, planaro-epitaxial (v. tabelul 10) cum și producția de circuite integrate monolitice. Astfel se elaborează circuite integrate de tipul CI-400 E, CI-472 E etc.

Scanned with CamScanner

În elaborarea de dispozitive microelectronice, se dezvoltă pe plan mondial majoritatea tehnicilor noi tratate în cadrul acestui capitol. Astfel, în anii următori se va pune accent pe o mai largă folosire a mașinilor electronice de calcul în proiectarea și producția circuitelor integrate și vor fi abordate cu mai multă insistență noile direcții din microelectronică, în special tehnica dispozitivelor funcționale, biomicroelectronica, microelectronica criogenică și alte direcții care actualmente sînt abia în faza prognozelor științifice.

Scanned with CamScanner

Bibliografie

1. F. Bloch, Zs. f. Phys., *52*, 555, 1928.
2. E. V. Spolski, *Fizica atomică*, vol. I, Editura Tehnică, Bucureşti.
3. N. B. Hannay, *Semiconductors*, Reinold Publishing Corporation, New York, 1958.
4. A. I. Anselm, *Vvedenie v teoriu poluprovodnikov*. Moskva-Leningrad, 1962.
5. W. Shockley, *Electrons and Holes in semiconductors*. Van Nostrand. New York, 1950.
6. J. Mc Dougall, E. C. Stoner, Trans. Roy. Soc., *237A*, 67 (1938).
7. W. Ehrenberg, Proc. Phys. Soc., *63A*, 75 (1950).
8. M. Jones et al., *Transistors intermetalliques*. L'Onde Electrique, An. 41, Nr. 409, 303 (1961).
9. G. E. Pikus, *Kontaktnie iavlenia*. In *Poluprovodnikii v nauke i tehnike* pod. red. A. F. Ioffe, vol. I., pag. 148—221, Izd. Akademii Nauk SSSR, Moskva-Leningrad, 1957.
10. S. M. Rîvkin, *Recombinaţia v poluprovodnikah*. In: *Poluprovodnikii v nauke i tehnike*, pod. red. A. F. Ioffe, vol. II, pag. 463—515, Izd. Akademii Nauk, SSSR, Moskva-Leningrad, 1958.
11. R. N. Hall, Phys, Rev., *87*, 387 (1952).
12. W. Shockley, W. T. Read, Phys. Rev., *87*, 835 (1952).
13. S. G. Kalaşnikov i N A. Penin, J.T.F., *XXV*, v.6, 1111 (1955).
14. J. Bardén, W. H. Brattain, Physical Review, 74, 230 (1948).
15. J. A. Becker, J. N. Shive, Electrical Engineering *68*, 215 (1949).
16. W. Shockley, Bell System Tehnical Journal *28*, 435 (1949).
17. M. Drăgănescu, *Unele observaţii asupra factorului de amplificare în curent al unui tranzistor*. Automatica şi Electronica, *4*, 4, 190—191 (1960).
19. I. K. Salabutov, *„Vvedenie v fizicu poluprovodnikov"* Leningrad, 1969.
20. Ia. A. Fedotov, *Osnovi fiziki poluprovodnikovih priborov*, Sovetskoe Radio,
21. A. A. Kolosov, Iu. I Gorbunov, Iu. E. Naumov, *Poluprovodnikovie* Moskva, 1963.
21. A. A. Kolosov, Iu. I. Gorbunov, Iu. E. Naumov, *Poluprovodnikovie tverdie shemi*, Sovetskoe Radio, Moskva, 1965.

Scanned with CamScanner

297. * * * *Semiconductor Products and Solid-State Technology*, 57, Jan., 1966.
298. M. B. Lids, „Electronika", No. 22, 48, 1967.
299. A. Uhlir, Proc. I.E.E.E. 52, 1617, 1964.
300. M. Meisels, Microwaves, 37, Oct., 1967.
301. K. A. Valiev, A. P. Şpakov, În: *„Microelectronika"*, vol. II, p. 5, ed. de F. V. Lukin, Moskva, 1968.
302. W. Mattei, Microwave J., No. 7, 41, 1964; No. 8, p. 57, 1964.
303. R. Engelbrecht, *Digest Techn. Papers of Internat. Solid-State Circ. Conf.*, 1968, Feb. p. 33.
304. M. B. Leeds, Electronics, *40*, 89, 1967.
305. N. Bărbulescu, D. Bîrcă-Gălăţeanu, R. Ţiţeica, I. Spînulescu şi L. Georgescu, *„Fizica"* vol. I, Ed. Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1973.
306. S. V. Svecinikov, În: *„Poluprovodnikovaia Tehnika i Microelectronika"*, No. 1, p. 5, Kiev, 1966.
307. S. V. Svecinikov, *„Elementî Optoelektronikii"*, Sovetskoe Radio, Moskva, 1971
308. * * * *Microelectronika*, vol. I, Cul. art. sub red. T. M. Agahanian (în limba rusă), Atomizdat, Moskva, 1971.
309. P. Richman, *„Characteristics and operation of MOS field-effect devices"* New York, 1970.
310. * * * *Poluprovodnikovaia Tehnika i Microelectronika*, Cul. art. Nr. 1—6, „Naukova Dumka", Kiev, 1970—1972.
311. V. S. Vavilov, V. M. Gusev, (Sub redacţia) *„Doparea semiconductorilor prin implantare ionică"* (Cul. art.), l. rusă, Mir, Moskva, 1971.
312. * * * *„Microelectronika"*, vol. I—IV, Cul. art., Sub red. lui F. V. Lukin, (în l. rusă), Moskva, 1967—1972.

Scanned with CamScanner